



TITLE:

# 全反射を利用した磁気ディスク装置スライダ浮上量計測に関する研究(Dissertation\_全文)

AUTHOR(S):

森, 貞雄

---

CITATION:

森, 貞雄. 全反射を利用した磁気ディスク装置スライダ浮上量計測に関する研究. 京都大学, 2001, 博士(工学)

ISSUE DATE:

2001-01-23

URL:

<https://doi.org/10.11501/3179154>

RIGHT:

(2)

# 全反射を利用した磁気ディスク装置 スライダ浮上量計測に関する研究

2000年8月

森 貞 雄

# 目 次

<b>1 序論</b>	<b>1</b>
1.1 緒言	1
1.2 研究の背景	2
1.2.1 磁気ディスク装置の発展	2
1.2.2 ヘッド・ディスクインターフェースの現状	8
1.2.3 各種浮上量測定法とその問題点	10
1.3 本研究の目的と課題	12
1.4 本論文の構成	14
<b>2 全反射型浮上量センサの提案と基本動作の検証</b>	<b>23</b>
2.1 緒言	23
2.2 動作原理	24
2.3 全反射型浮上量センサの特性	27
2.4 全反射型浮上量センサの実装方法の検討	32
2.5 センサを実装したスライダの製作	41
2.6 センシング動作の検証	45
2.7 まとめ	50
<b>3 等価屈折率法とその浮上量測定への適用</b>	<b>55</b>
3.1 緒言	55
3.2 磁気ディスクの構造と等価屈折率	56
3.3 等価屈折率法とその限界	59

3.4	等価屈折率法の改良	62
3.5	等価屈折率の実測と浮上量測定への適用	65
3.5.1	磁気ディスクの等価屈折率の測定原理	65
3.5.2	等価屈折率の測定	67
3.5.3	測定結果の検討	70
3.5.4	浮上量測定	73
3.6	分解能	76
3.7	まとめ	81
4	間隙におけるエネルギーの流れ	85
4.1	緒言	85
4.2	平面波とエネルギーの流れ	85
4.3	境界における反射, 透過とエネルギーの流れ	89
4.4	間隙におけるエネルギーの流れ	95
4.5	まとめ	100
5	全反射型浮上量センサの測定精度の検討	103
5.1	緒言	103
5.2	測定条件と測定精度	104
5.3	測定条件のずれと測定精度	107
5.4	屈折率測定誤差の影響	108
5.4.1	センサ部の屈折率誤差の影響	108
5.4.2	ディスクの屈折率誤差の影響	109
5.4.3	入射光の偏光方向のずれの影響	110
5.4.4	入射角度設定誤差の影響	113

5.5	まとめ	122
6	結論	125
6.1	研究の目的	125
6.2	研究の成果	126
6.3	今後の課題	128
付録	$\tilde{n} \cos \tilde{\theta}$ の虚部<0 の照明	131
	謝辞	133
	本研究に関する発表論文	134
	本研究に関する発表	135

# 目 次

1.1	磁気ディスクの記録原理	3
1.2	磁気ディスク	3
1.3	記録密度の変化	4
1.4	各種ヘッド	6
1.5	低浮上量化による記録密度向上の原理	7
1.6	浮上量の変化	7
1.7	記録密度と浮上量	8
1.8	ヘッド・ディスクインターフェースの代表寸法	9
1.9	本論文の構成	15
2.1	全反射型浮上量センサの動作原理	25
2.2	感度の角度依存性（ガラスディスクの場合）	28
2.3	測定誤差（ガラスディスクの場合）	29
2.4	感度の角度依存性（実物のディスクの場合）	30
2.5	測定誤差（実物のディスクの場合）	31
2.6	導波路型センサの構造	33
2.7	導波路型センサ付きスライダ	33
2.8	薄膜磁気ヘッドスライダの構造	34
2.9	浮上量センサの構成	34
2.10	伝搬損失測定実験の設定	35
2.11	伝搬損失測定実験の様子	35
2.12	ベッケ線説明図	37
2.13	導波路での回折	38

2.14 回折波成分の強度比	39
2.15 スライダの形状	43
2.16 光学式表面粗さ計によるスライダの断面	43
2.17 AFMによるスライダの断面	44
2.18 スライダの推定断面	44
2.19 全反射型浮上量センサ	44
2.20 速度と浮上量の関係	46
2.21 実験の構成	47
2.22 浮上量と反射率の関係	48
2.23 光干渉型浮上量テストとの比較	49
2.24 測定値の差	49
3.1 磁気ディスクの構造	56
3.2 多層膜中の光伝搬	58
3.3 等価屈折率法	59
3.4 等価屈折率法の手順	60
3.5 浮上量と反射率の関係	61
3.6 入射角の変動で発生する誤差	64
3.7 実験の構成	68
3.8 反射光量分布	68
3.9 反射光量分布ラインデータ	69
3.10 反射率ラインデータ	69
3.11 等価屈折率の角度依存性の影響	73
3.12 浮上量と反射率の関係	75
3.13 測定値の差	75

3.14 分解能測定の設定	76
3.15 分解能測定の原理	77
3.16 P Z T感度測定実験装置	77
3.17 P Z T感度測定の原理	78
3.18 P Z T感度測定結果	80
3.19 分解能測定結果	80
4.1 ベクトルの関係	87
4.2 平面波の偏光	91
4.3 浮上量センサにおける光の伝搬	95
5.1 測定誤差	105
5.2 反射率測定誤差に起因する測定誤差	106
5.3 スライダとセンサの位置関係	106
5.4 センサ部屈折率誤差に起因する測定誤差	109
5.5 ディスク等価屈折率誤差に起因する測定誤差	111
5.6 入射光の偏光方向	112
5.7 偏光方向のずれに起因する測定誤差	112
5.8 座標系と入射光偏光	114
5.9 入射角ずれ（入射面内）に起因する測定誤差	116
5.10 入射面と直交する方向の入射角ずれ	116
5.11 入射角ずれに伴う偏光方向の回転	120
5.12 入射面外入射角ずれと入射面内入射角ずれの関係	121
5.13 入射面外入射角ずれに伴う偏光方向の回転	121
6.1 2偏光による浮上量測定の設定	129

# 表 目 次

1.1	各種外部記憶装置	1
1.2	代表的磁気ディスク装置の仕様	4
1.3	各種浮上量測定法	11
2.1	目標仕様	24
2.2	伝搬損失測定結果	35
2.3	実験条件	46
3.1	各層の屈折率	57
3.2	等価屈折率	61
3.3	偏光別等価屈折率	63
3.4	測定条件と等価屈折率	70
5.1	総合誤差	123

# 第1章 序論

## 1.1 緒言

近年，コンピュータの発展に伴い，記憶装置（Memory）の高密度化が著しい。高密度化と同時に価格が低下したため用途がメインフレームから，ワークステーション，パーソナルコンピュータに広がり，急速に市場が拡大している。表 1.1 にコンピュータで使用される外部記憶装置の価格，性能（アクセス時間）（1997 年現在）を比較して示す。

表 1.1 各種外部記憶装置

種類	半導体メモリ	磁気ディスク	光ディスク
ビット単価	250 円/MB	8 円/MB	2 円/MB
アクセス時間	数十 ns	数 ms	数十 ms

表に示すように半導体メモリはアクセス時間が短いが高価なので高速動作を必要とするメインメモリ，キャッシュメモリ等に用いられる。一方，光ディスクは安価なので大容量の記憶装置として音声，画像データ等の保存用として用いられる。磁気ディスク装置は比較的アクセス時間が短く，且つビット単価も安いことから，OS，アプリケーションソフトの記憶用，データの記憶用等，その用途は非常に広い。

本章では磁気ディスク装置の発展状況を主として記録密度の向上の観点から述べ，記録の高密度化を支える技術－磁気ヘッド本体の性能向上とスライダの低浮上化－について説明する。次に，ヘッド・ディスクインターフェース\*の状況と浮

---

\* Head Disk Interface：磁気ヘッドとディスクの境界



上量測定的重要性、ニーズを明らかにする。さらに、現在まで実用化された各種浮上量測定技術の得失を述べ、本研究の背景・内容を紹介する。

## 1.2 研究の背景

### 1.2.1 磁気ディスク装置の発展

磁気ディスク装置の記憶原理を図1.1に示す[1]。記録は(a)に示すように記録媒体を移動させながら、これに近接したコイルに書き込み電流を流すことで磁界を発生させ、これにより記録媒体を信号の正負に応じた方向に磁化することにより行われる。読み出しは、たとえば(b)に示すように記録媒体の磁化の漏れ磁束の変化を読み出しコイルの電流変化として検出することにより行う。図1.2に実際の磁気ディスク装置の概略を示す。回転するディスク(記録媒体)の上をスライダが一定の高さを保ちながら飛翔する。このスライダには書き込み、読み出しを行うためのヘッド(記録用、読み出し用コイル)が取り付けられていて、位置をボイスコイルモータで変えることによりディスクの表面に信号を書き込み、あるいは表面から記録された信号を読み出す。

世界初の磁気ディスク装置は、1957年に、ランダムアクセス可能な記録装置として登場した(IBMのRAMAC350(Random Access Method of Accounting and Control))[2]。以来、数々の技術革新を経て急速な高密度化を達成した。代表的な磁気ディスクの仕様を表1.2に、また記録密度の変化を図1.3に示す。磁気ディスク装置の記録密度は1990年頃まで10年で10倍の割合で向上してきたが、その後は現在に至るまで5年で10倍の割合で向上している。この急激な記録密度の上昇を支える技術の一つはヘッドの進化であり、もう一つはスライダ浮上量(ヘッドとディスクの隙間)の低下である。

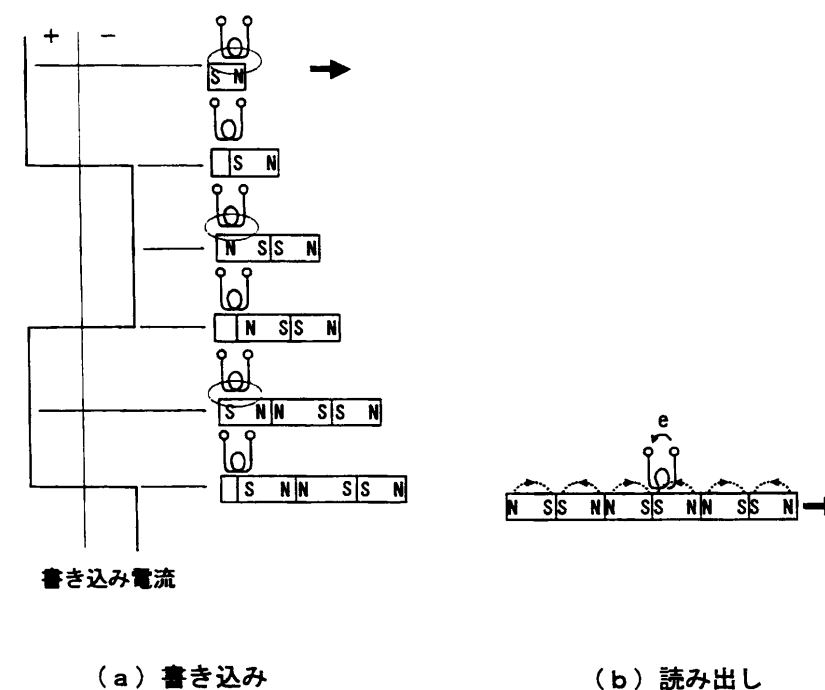


図 1.1 磁気ディスクの記録原理

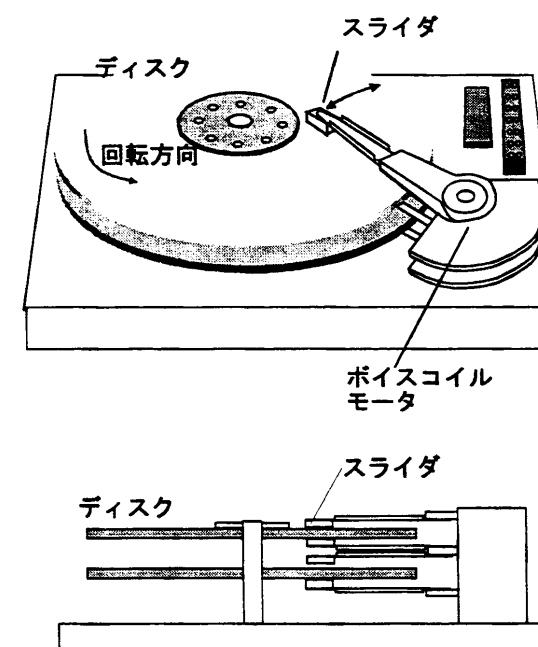


図 1.2 磁気ディスク

表 1.2 代表的磁気ディスク装置の仕様

出荷年	1957	1973	1980	1993	1997
製品名	RAMAC350	3540	3380	H2334	DK206
メーカー	IBM	IBM	IBM	IBM	Hitachi
記録密度 (Mbits/inch <sup>2</sup> )	0.002	1.7	12	322	1800
容量(Mbytes)	5	35-70	2500	344	2160-3240
平均シーク時間 (ms)	600	25	-	14	12
備考	世界初の HDD	最初の ウインチェスタ型 HDD	薄膜ヘッド	MRヘッド	MRヘッド

\* IBMの開発コードネーム

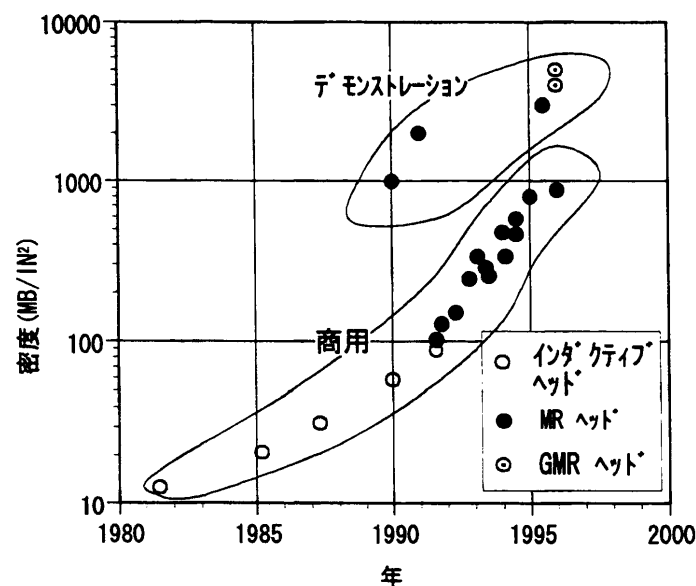
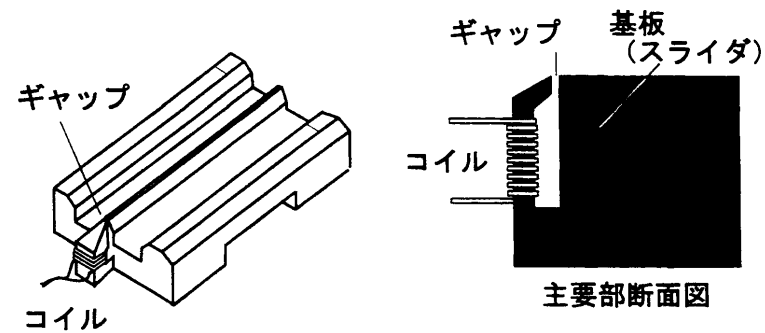


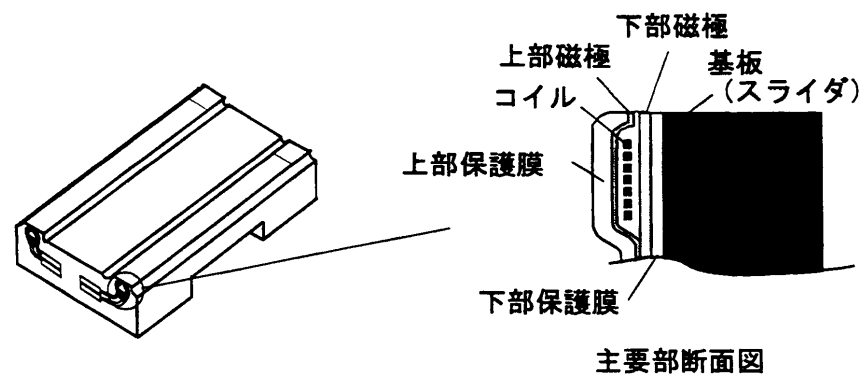
図 1.3 記録密度の変化

まずヘッドの進化を述べる。各種ヘッドを図1.4に示す。(a)は初期の磁気ディスク装置に用いられたフェライトヘッドで、フェライト製スライダにコイルの芯となる部分（フェライト）を接着し書き込み読み出し用コイルを構成するものである。高周波特性が悪い、形状が大きくなる等の欠点がある。(b)は薄膜ヘッド(Thin Film Head)でコイルの芯となる磁性膜と導体をフォトリソグラフィの技術を用いてスライダ側面に作るもので、フェライトヘッドの欠点が解消されている。(c)はMRヘッド(Magnetoresistive Head)で、書き込み原理は薄膜ヘッド、フェライトヘッドと同じであるが、信号読み出しの原理が異なる。すなわち、磁界により素子の磁気抵抗が変化する効果(Magnetoresistive Effect)を利用する[3], [4], [5]。MRヘッドは薄膜ヘッドに比べ3倍以上の出力が得られる[6]。1990年以降の記録密度の向上はこのMRヘッドの貢献が大きい。最近、巨大磁気抵抗効果(Giant-Magnetoresistive Effect)による磁気抵抗変化を利用したGMRヘッドが実用化されつつある。GMR効果による磁気抵抗の変化はMR効果に比べて10倍以上で[5], GMRヘッドはMRヘッドに比べ更に3~5倍の出力をもつといわれる[7]。

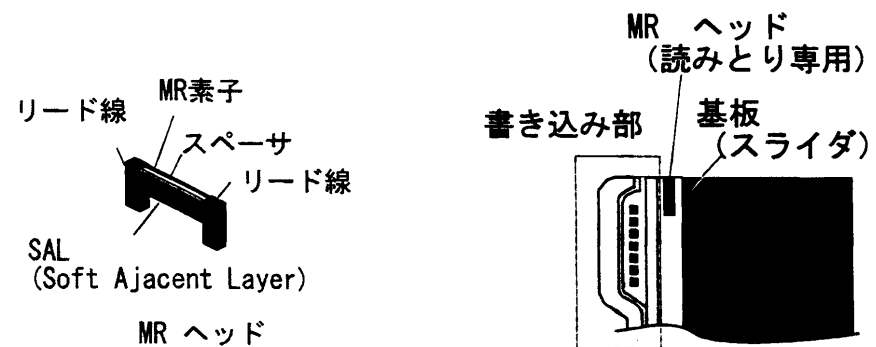
次に浮上量について述べる。低浮上量化による記録密度の向上原理を図1.5に示す。ディスク表面の記録を密にするためには浮上量をより小さくして小さな領域を磁化する必要がある。また、密度高く記録された信号(磁化)の漏れ磁束の広がり小さいので、信号を分解するためには低浮上化が必要となる。実際、ヘッドとディスクの隙間を小さくするためにスライダの浮上量も図1.6のように年々低下しており[8], これに伴い記録密度が向上している。浮上量と記録密度の関係を図1.7 [9],[10],[11]に示す。



(a) フェライトヘッド



(b) 薄膜ヘッド



(c) MRヘッド

図 1.4 各種ヘッド

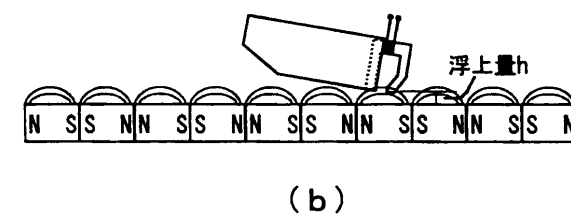
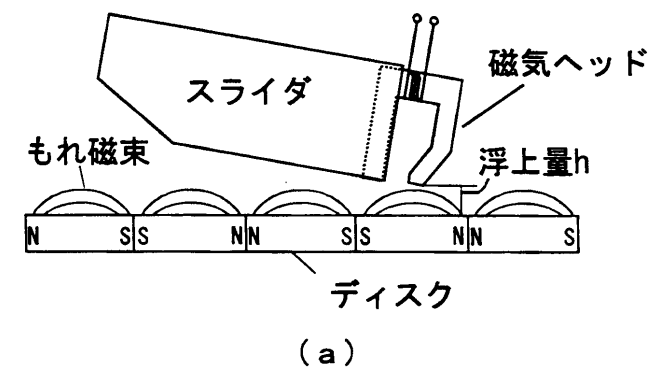


図 1.5 低浮上量化による記録密度向上の原理

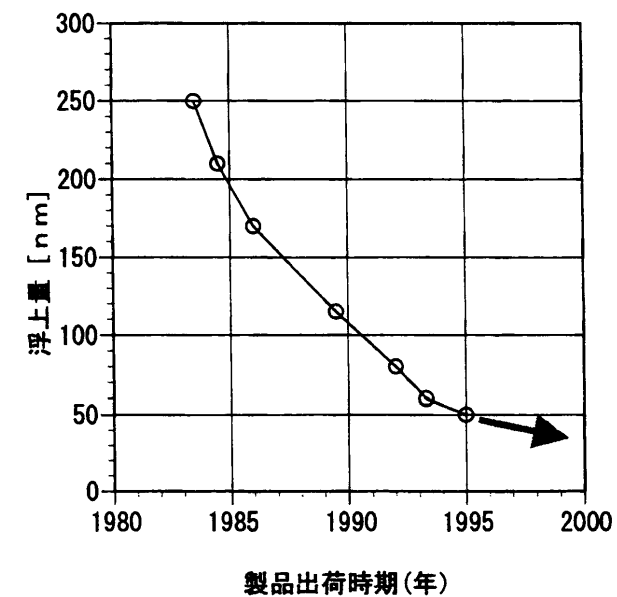


図 1.6 浮上量の変化

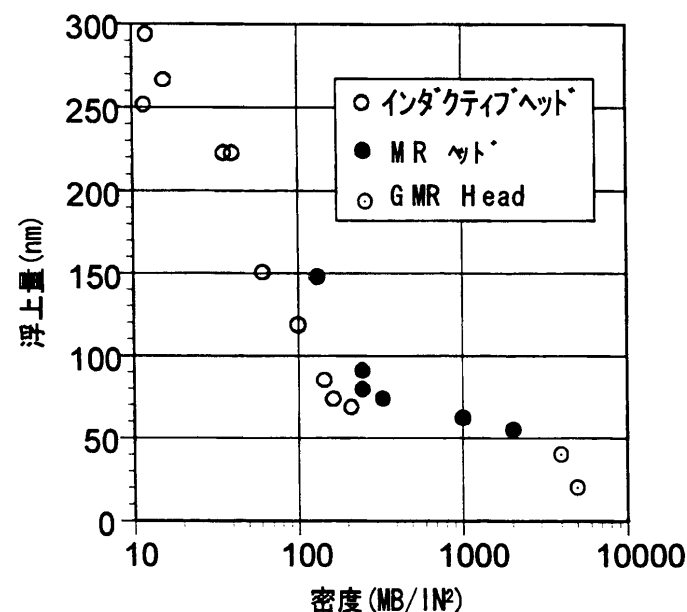


図 1.7 記録密度と浮上量

## 1.2.2 ヘッド・ディスクインターフェースの現状

ヘッド・ディスクインターフェースの現状を代表的寸法と共に図 1.8 に示す。浮動ヘッドの基本形態には最初のウィンチェスタ型の磁気ディスク (IBM 1973) から基本的な変化はないが、スライダ、ディスクに改良が加えられて浮上量が大幅に低減している。

最近のスライダでは長さは 2mm 以下、浮上量は 100nm 以下で、更に低下し続けている。ヘッドは、薄膜ヘッド、MR ヘッドが用いられることは既に述べたが、スライダ材はアルチック ( $\text{Al}_2\text{O}_3 - \text{TiC}$ ) が主流で、浮上面 (ディスクと対向する面) にダイヤモンド状カーボンの保護膜を形成し対摩耗性の向上を図っている。磁気ディスクについては金属磁性膜の耐久性を向上させるためカーボン膜を形成し、さらに液体潤滑剤を塗布している。そのうえで、静止時のスライダとディスクの

凝着を防止するため<sup>†</sup>、スライダ側にはクラウン<sup>‡</sup>が、磁気ディスク側には微小な高さのテクスチャ<sup>§</sup>が形成されている。

近年のスライダ浮上量は空気分子の平均自由行程 ( $\sim 64\text{nm}$ ) と同程度のもので、解析するにあたり空気の粒子性を考慮することが不可欠となる。この領域に対応するため隙間内の圧力流れの流量を修正したボルツマン修正レノルズ方程式を利用した解析が進められ、実験的にもその有効性が確かめられている [29]。しかし、実験が理想的な平滑面を持つガラスディスクとセラミックスライダを使用したもので、テクスチャや液体潤滑膜が存在する実際の潤滑面にそのまま適用できるかどうかは不明である。また、気圧変動による浮上量変動、温度変化に伴う支持機構の熱変形による浮上量変動や、ディスクに存在する小突起、ゴミの付着による浮上量変動の解析も磁気ディスク装置の信頼性確保のため不可欠である。

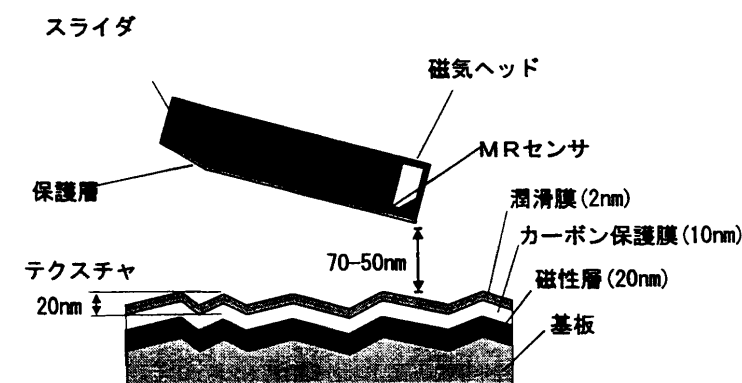


図 1.8 ヘッド・ディスクインターフェースの代表寸法

<sup>†</sup> ウィンチェスタ型磁気ディスク以降は、ディスクの回転停止時にはヘッドとディスクが接触していて、回転速度が上がるとスライダが浮上する CSS(Contact Start Stop) 技術を採用しているので回転停止時にスライダとディスクが凝着するという問題が生じる。

<sup>‡</sup> スライダ面の中央部が周辺部より数十 nm 突出している。これをクラウンと呼ぶ。

<sup>§</sup> 微小の凹凸、突起の場合もある。

### 1.2.3 各種浮上量測定法とその問題点

表1.3に今までに実用化されたヘッド・スライダ浮上量の各種計測方法を一覧にして示す。浮上量測定法は光学的測定法（光干渉法）と電氣的測定法に大きく二分される。光学的測定法は、更に、白色光を用いた白色光干渉法と単一波長を用いた単色光干渉法に分かれる。ドップラ法以外の光を用いた測定法は磁気ディスクあるいはスライダのいずれか一方をガラスに置き換えるものである。

これらの測定法のうち、干渉色観察法[18]、スペクトル分布解析法[19]以外のものは100nm以下の浮上量測定に対応可能である。しかし、干渉輝度法[26]、[27]などの可視光の干渉を利用した測定法では浮上量が50nm程度以下になると測定精度が悪くなるので、将来の浮上量のより一層の低下への対応は困難である。これらの問題点を解決するために多波長法[20],[21],[22]、紫外光干渉縞法[25]があるが、多波長法は可視光を利用しており根本的な解決策とは言い難い。紫外光干渉法は波長の短い紫外光を利用するもので低浮上量の測定が可能であるが紫外線に対応するための光学系が高価になるという問題を有する。干渉縞比較法[28]、ドップラ法[31],[32]は浮上量の絶対値の測定に難点を有する。電氣的測定法では、静電容量法[33],[34],[35],[36]は、近年のスライダの小形化[12]のため電極取り付け加工が困難で適用可能性は薄い。信号読み出し法[37],[35]も測定精度に問題がある。

一方、浮上量計測に対しては、前節で述べた事情から、ガラスディスクを使用してスライダ浮上量を測定するだけでなく、実際のディスクを用いて実働に近い状態での浮上量変動を把握したいというニーズが強い。表1.3の中で実際のスライダ、ディスクでの浮上量測定が可能なものとして、干渉縞比較法、ドップラ法、静電容量法、信号読み出し法の4つが挙げられるがいずれも上述の問題点を有する。これら以外はすべてディスクをガラスディスクで置き換えるものである。この目的には不向きである。

表 1.3 各種浮上量測定法

方式		原理	特徴	実施者
光学的測定法	白色干渉法	干渉色観察法	白色光の干渉色を観察する。 測定範囲：1 $\mu\text{m}$ 以下 分解能：50nm	IBM [18]
		スペクトル分布解析法	干渉色の分光強度分布から浮上量を算出する。	Photo Research [19]
		多波長法	波長の異なる光の強度比から浮上量を算出する。	東芝 [20], IBM [21], [22] Phase Metrics
		干渉縞法	単色光をスライダ全面に照射し、発生する縞パターンから浮上量を求める。	IBM [23], 日立 [24]
		紫外光干渉縞法	紫外光(200nm)を利用した干渉縞法	日立 [25]
	単色干渉法	干渉輝度法	単色スポット光の干渉を利用。反射光強度から浮上量を求める。	IBM [26], NTT [27]
		干渉縞比較法	単色光でスライダを含むディスク面を照射し、反射光を基準面反射光と干渉させ、発生する縞の位置関係から浮上量を求める。	名大[28]
		斜入射法	光ビームを斜めから入射させ、反射光の偏光成分強度比、位相差から浮上量を求める。	Zygo [30]
		ドップラ法	周波数の異なる2つの光をそれぞれスライダとディスクに照射し、反射光のビート信号の周波数変化から浮上量変化を求める。	浮上量変化の測定 測定位置が特定できない Lafourda Solutions [31], 日立[32]
電氣的測定法	静電容量法		スライダに付けた電極とディスクの静電容量から浮上量を測定する。	浮上量の校正が必要。 NTT [33], RCA [34], IBM [35], 日立 [36]
	信号読み出し法		磁気ディスクに書き込んだ信号を読みとり、信号強度から浮上量を求める。	浮上量の校正が必要。 U.C.B [37], Seagate[38]

### 1.3 本研究の目的と課題

本研究の第1の目的は、100～50nm程度の浮上量を測定可能で、更に将来のいっそうの浮上量の低下に備えて50nm以下の極低浮上状態にも対応可能な浮上量測定技術を開発することである。スライド浮上量は今後更に低下することが予想されるのでその場合にも対処できる感度のよい浮上量測定方法の開発が必要である。

第2の目的は、実際のディスク上でのスライド浮上量を測定するための測定技術を開発することである。浮上量が低下すると外乱に対する浮上量余裕が少なくなるのでディスク表面の突起の影響、振動の影響、温度・気圧変化の影響を確認することが信頼性の向上に不可欠である。特にディスク面の突起、凹凸テクスチャーの影響解析には実際のディスクとスライドとの組み合わせでの浮上量計測が重要である。

研究着手時におけるスライドの浮上量（ディスクとスライドで構成される隙間）の測定技術の主流は、実際のディスクの代わりにガラスディスクを用いてガラス越しに光を照射しスライドとの間で発生する干渉信号を利用するもので、測定浮上量の範囲は150～100nmであった。そこで、上記目的を達成するため、光の全反射を利用して実際のディスク上でのスライド浮上量を測定する技術を開発した。この方法は、稲垣（松下電器（株））、木下（（株）日立製作所）らによってほぼ同時に提案されたが[16],[17]、従来の干渉法に比べて、感度が高く100nm程度以下の低い浮上量に対応できるという特徴を有する。しかし、これを実際のディスク上でのスライドの浮上量測定に適用するには解決すべき課題が2つある。第1はディスクで光が反射する際生じる位相ずれに起因する測定誤差の補正、第2は超小型軽量センサの製作とスライドへの実装である。

一般に光学的測定法を実際のディスク、スライドに適用した場合、原理的に避

けることのできない光の位相ずれの問題が発生する。すなわち、光が吸収性の物質（スライドの材料であるセラミックやディスクに使用されている磁性層等がこれに当たる）で反射する際、位相がずれ、浮上量測定誤差が発生する。ガラスディスクを用いた測定では、スライド表面での反射光の位相ずれが問題となっていたが、これに対してはスライド（セラミック）を単一の物質として扱い、その複素屈折率をエリプソメータを用いて測定し、理論的に位相ずれを補正するのが一般的である[13]。しかし、近年、浮上量が小さくなり位相ずれの影響が相対的に大きくなると共に、スライドに種々の保護膜が施されるようになると、エリプソメータで測定した複素屈折率での補正で十分かという問題も生じている。層構造をもつ複合物質へ垂直入射した場合の位相のずれが、エリプソメータで単一物質を仮定して求めた屈折率を介して理論的に得た位相ずれとどこまで一致するか、という問題である。幸いスライドに付けた保護膜の影響は保護膜の厚さが数nmと小さいこともあって、その差は浮上量に対して無視できるほど小さい[14],[15]。一方、本研究の目的である実際のディスク上での浮上量測定を達成するためには何らかの方法でスライドに浮上量センサを取り付け、ディスクでの反射光の位相から浮上量を求めることとなる。しかし、この場合、ディスクを構成している各層の厚さは数十nmと厚いので、反射時の位相のずれはスライドの場合と比べて大きくなり無視できないと予想される。従って、位相ずれの補正は避けられず、この課題を解決することが本研究には必須となる。

また、近年小形化が著しいスライドへの浮上量センサの実装は実用上重要な課題である。研究着手時には幅4mm×長さ8mm×高さ2mmあったスライドが数年で幅1.6mm×長さ2mm×高さ0.4mmまで小形化し、今後もこの傾向は続くと思われる。このような小形化にも適応可能なセンサ及びその取り付け方法の開発も重要となる。

## 1.4 本論文の構成

本論文の構成を図1.9に示す。第1章（本章）では研究の背景として近年の磁気ディスク装置の高密度化とそれに伴うスライダ浮上量の低下の状況について述べ、実働状態での低浮上量測定技術が装置の信頼性確保のために不可欠なものであることを示し、本研究の目的、位置づけを明らかにした。

第2章では、実働状態での低浮上量測定を達成するため、全反射型の浮上量センサを提案し、その実装技術としてこれをスライダの保護膜を導波路としてスライダに搭載する方法を述べる。更に、これによりスライダに全反射型浮上量センサを装着してガラスディスク上での浮上量計測を行い、その結果を従来法と比較することにより、その動作の検証を行った結果を述べる。

第3章では、第2章で基本動作確認を行った浮上量センサを用いて実働状態での低浮上量測定を行う際に不可避の、反射における光の位相ずれを補正するために等価屈折率法を導入する。等価屈折率法の理論付けを行うと共に、実際にディスクの等価屈折率を測定し、これを用いて、スライダの浮上量測定を行った結果を述べる。この等価屈折率の理論付け過程で、センサとディスクが接近して全反射が不完全となり反射率が1以下となるとき、P偏光に対するディスク表面での振幅反射率の絶対値が1以上になるという一見奇妙な状況が発生していることが判明した。

第4章では、エネルギーの流れの観点から本センサの動作を述べる。センサの動作時のエネルギーの流れを考察する。これにより第3章の等価屈折率の理論付けの際に判明した振幅反射率の問題がエネルギー的に考えて何ら問題ないことを明らかにする。

第5章では、第2章で提案し、第3章でディスク上のスライダ浮上量測定を行った浮上量センサの測定精度を詳細に検討する。反射光強度測定誤差、センサの構

成条件（入射角、屈折率、偏光等）、及びそれらのずれの影響を検討し、測定で発生する誤差とその性質を明らかにする。

第6章では、本論文の結論を示すと共に今後の課題を示す。

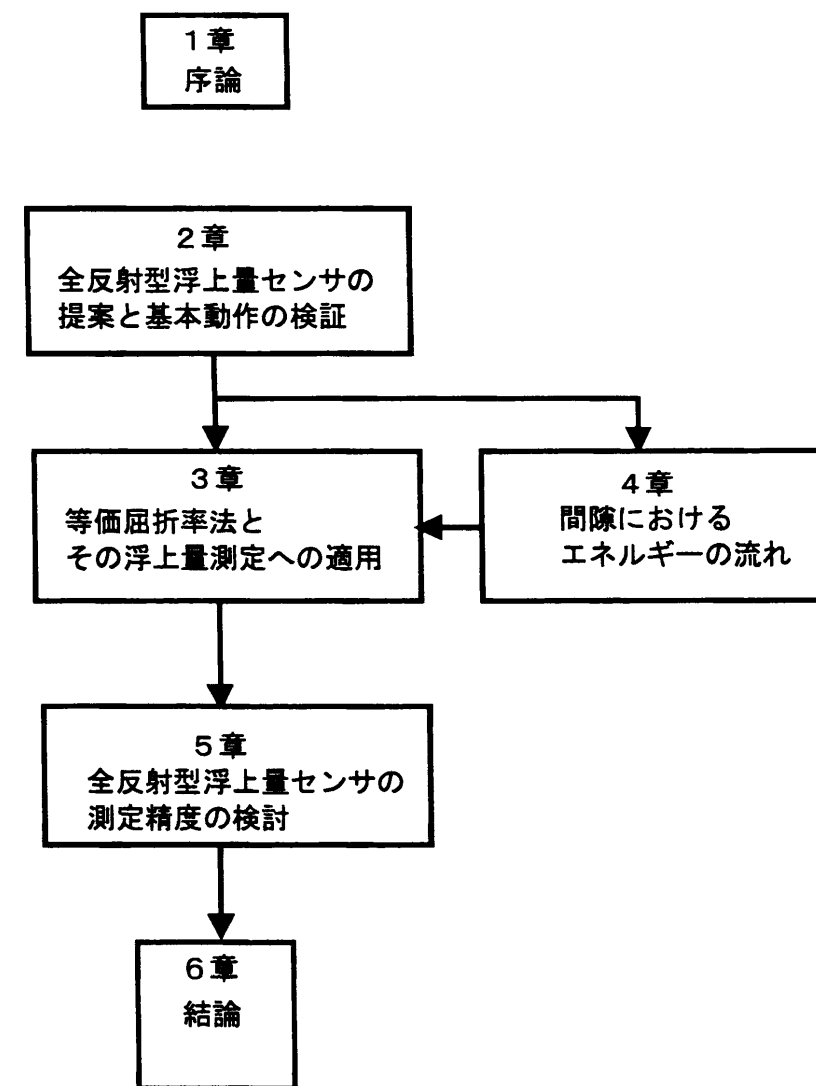


図 1.9 本論文の構成

## 参考文献

- [1] 横山克哉他：磁気ヘッド技術，トリケップス社，pp.15-16，(1990).
- [2] M.L.Lesser, J.W.Haanstra: The Random-Access Memory Accounting Machine, IBM Journal, January, pp.62-71(1957).
- [3] Robert P. Hunt: A Magnetoresistive Readout Transducer, IEEE Trans. Magn., March, pp.150-154(1970).
- [4] D.M.Cannon, W.R.Dempwolf, J.M.Schmalhorst, F.B.Shelledy, R.D.Silkensen: Design and performance of a magnetic head for a high-density tape drive, IBM Research and Development, Vol.30, No.3, pp.270-277(1986).
- [5] John C. Mallinson: Magneto-Resistive Heads, Academic Press(1996).
- [6] 鶴原吉郎：記録密度の向上，NIKKEI ELECTRONICS, No.481, pp.29-39(1996).
- [7] 仲森智博, 坂本真一：GMRヘッド，1997年に出荷へ，NIKKEI ELECTRONICS, No.671, pp.84-93(1996).
- [8] David P. Danson: 薄膜ヘッドを延命させるニアコンタクト技術，NIKKEI ELECTRONICS, No.687, pp.171-179(1997).
- [9] 伊藤勝: 磁気記憶装置の高記録密度化と技術発展，機械学会講習会教材 ヘッド・媒体インタフェースのマイクロメカニクス技術の最前線, No.940-52, p14(1994).
- [10] 佐橋政司, 興田博明, 吉川紀夫, 下村和人：40 nm のヘッド浮上量で4 G ビット／（インチ）<sup>2</sup>の記録／再生を達成，NIKKEI ELECTRONICS, No.671,



pp.94-105(1996).

- [11] 溝下義文:ヘッド, 媒体, 機構部の見直しなどで, 5 Gビット/(インチ)<sup>2</sup>の記録/再生を実現, NIKKEI ELECTRONICS, No.671, pp.106-117(1996).
- [12] K.Kohira, H.Tanaka, H.Tokisue, M. Matsumoto:Friction Force of Negative Pressure Sliders for Proximity Recording, IEEE Trans. Magn., Vol/33, No.5, pp.3157-3159(1997).
- [13] F.Muranushi, K.Tanaka, Y.Takeuchi: Estimation of the Zero-Spacing Error Due to a Phase Shift of Reflected Light in Measuring a Magnetic Head Slider's Flying Height by Light Interference, Ad. Info. Storage Syst., Vol.4, pp.371-379(1992).
- [14] 東圭子, 保科茂, 伊藤淳, 大坪康郎:保護膜付きスライダ浮上量測定誤差の検討, IIP'95講演論文集, pp.11-12(1995).
- [15] K.Lue, C.Lacy, F.E.Talke: Measurement of Flying Height With Carbon Overcoated Sliders, IEEE Trans. Magn., Vol.30, No.6, pp.4167-4169(1994).
- [16] 稲垣辰彦, 正木清, 桑本誠:全反射法によるヘッド・メディア隙間の精密計測, 日本機械学会講演論文集, No.900-52, pp.52-54(1990).
- [17] (株)日立製作所:磁気ヘッドの微小隙間制御方法並びに微小隙間測定装置, 出願番号 平2-6101(1990.1).
- [18] C.Lin and R.F.Sullivan:An Applicatuib of White Light Interferometry in Thin Film Measurements, IBM J. Res. Develop.,Vol.16, pp. 269-276(May 1972).
- [19] F.A.Wolf, Spectrophotometric measurement of thin film thickness in the 90

to 10,000 nanometer region, SPIE Optical Radiation Measurements, No.499, pp.112-120(1984).

- [20] 久保雅裕, 大坪康郎, 川島教嗣, 丸茂斉:カラー画像処理技術によるスライダ浮上量の測定, 日本機械学会論文集(C), Vol.54, No.503, pp.1401-1406(1988).
- [21] フェーズメトリック社カタログ
- [22] 森田徹治, 久野悌二, 福沢董:ヘッド浮上量測定装置, 特公平8-27178(1996).
- [23] A.Nigam: A Visible Laser Interferometer for Air Bearing Separation Measurement to Submicron Accuracy, Journal of Lubrication Technology, Transactions of the ASME, Vol.104, pp.60-65,(Jan. 1982).
- [24] K.Tanaka, Y.Takeuchi, S.Terashima, T.Odaka, and Y.Saitoh:Measurement of transient motion of disk slider, IEEE Trans. Magn., Vol.MAG-20, No.5, pp924-926(1984).
- [25] 村主文隆, 田中勝之, 竹内芳徳:紫外光干渉による磁気ヘッドスライダ浮上量の精密測定法, 日本機械学会論文集(C), Vol.60, No.571, pp.949-955(1994).
- [26] G.L.Best, D.E.Horne, A.Chiou, and H.Sussner:PRECISE OPTICAL MEASUREMENT OF SLIDER DYNAMICS, IEEE Trans. Magn., Vol.MAG-22, No.5, pp.1017-1018(1986).
- [27] T.Ohkubo and J.Kishigami:Accurate Measurement of Gas-Lubricated Slider Bearing Separation Using Visible Laser Interferometry, Journal of Tribology, Transactions of the ASME, Vol.110, pp.148-154(Jan. 1988).
- [28] 三矢保永, 三井照人, 河辺亨之, L.Lunde: マイケルソン顕微干渉法による

- 浮動ヘッドの浮上すきまと姿勢の三次元画像計測, 日本機械学会論文集 (C), Vol.61, No590, pp.3937-3944(1995).
- [29] 竹内, ほか 3 名, 日本機械学会論文集 (C), No.576, p.2547(1994).
- [30] P. de Groot, L.Deck, J.Soobitsky, and J.Biegen:Polarization Interferometer for measuring the flying height of magnetic read-write heads, Optics Letters, Vol.21, No.6, pp.441-443(1996).
- [31] D.H.Veillard, S.K.Ganapathi, and P.W.Smith:Real-time tracking of the head-disk separation using Laser Heterodyne Interferometry, IEEE Trans. Magn., Vol.29, No.6, pp.3909-3911(1993).
- [32] 池田裕, 広瀬伸一:レーザドップラ振動計による磁気ヘッドスライダの非定常挙動計測システムの開発, 日本機械学会第 7 2 期全国大会論文集 (4) No.940-30, pp.671-673(1994).
- [33] K.Ono:Dynamic Characteristics of Air-Lubricated Slider Bearing for Non-contact Magnetic Recording, Trans. ASME, Journal of Lubrication Technology, pp.250-260(1975).
- [34] G.R.Briggs and P.G.Herkart:Unshielded Capacitor Probe Technique for Determining Disk Memory Ceramic Slider Flying Characteristics, IEEE Trans. Magn., MAG-7, pp.418-421(1971).
- [35] S.E.Millman, R.F.Hoyt, D.E.Horne, and B.Beye:MOTION PICTURE OF IN-SITU AIR BEARING DYNAMICS, IEEE Trans. Magn., Vol.MAG-22, No.5, pp.1031-1033(1986).
- [36] 浜口, 松本:スパッタディスクにおける CSS 時のヘッド/ディスク接触現象の解析, 日本機械学会第 6 7 期全国大会講演概要集, pp.492-493(1989).
- [37] W.K.Shi, L.Y.Zhu, and D.B.Bogy:Use of Readback Signal Modulation to Measure Head/Disk Spacing Variations in Magnetic Disk Files, IEEE Trans. Magn., Vol.29, No.6, pp.233-244(1987).
- [38] V.J.Novotony:Magnetic Recording Dynamics During Seeking and Parking, IEEE Trans. Magn., Vol.33, No5, pp.3115-3117(1997).

## 第2章 全反射型浮上量センサの 提案と基本動作の検証

### 2.1 緒言

第1章において、磁気ディスク装置の記録密度向上とそれに伴うスライダ浮上量（ヘッドスライダ間の隙間）の減少で、磁気ディスクの信頼性確保のために浮上量変動を把握することの重要性が高まっていることを述べた。特にスライダの低浮上化に伴い、ディスクの突起の影響、ゴミの付着の影響、及びスライダ支持機構の熱変形、振動の影響が無視できなくなっており、実働に近い状態での浮上量測定が望まれている。一方、スライダ浮上量を測定する方法として、ディスク、またはスライダの一方をガラスで作成し、光干渉技術を応用して測定する方法が開発され、実用化されている[1],[2]。しかし、この光干渉を利用した測定法は、50nm以下の極低浮上領域における感度が悪くなるという問題点を有する。また、ガラスディスクとスライダ（あるいはディスクとガラススライダ）で形成される模擬的な隙間を測定するもので、ディスクとスライダで形成される実際の隙間は測定できない。

そこで筆者らは実働状態に近い状態での浮上量測定を行い、いっそうの高記録密度化・低浮上化に対応することを目的として、新しい浮上量測定法を考案した。それは、光が第1の媒質と第2の媒質の境界で全反射している状態で全反射面に第3の物質が近づくと、隙間が光の波長程度になると全反射状態が不完全になる現象（Frustrated Total Reflection）を利用したもので、これによると、従来の測定法では不可能であった実際のディスク、スライダを用いての浮上量測定を感

度よく行うことが可能となる。開発の目標仕様を図2.1に示す。測定範囲の上限は近年の浮上量低下を考慮して100nm、下限は接触間近の30nmとする。また、測定分解能は測定範囲上限の1%の1nmとする。

本章では、まず、全反射型浮上量センサの動作原理と特徴を述べる。次に、センサのスライダへの実装方法を検討し、最後に実際にセンサを実装したスライダを製作し動作確認を行う。

表 2.1 目標仕様

測定範囲	30～100nm
測定分解能	1nm

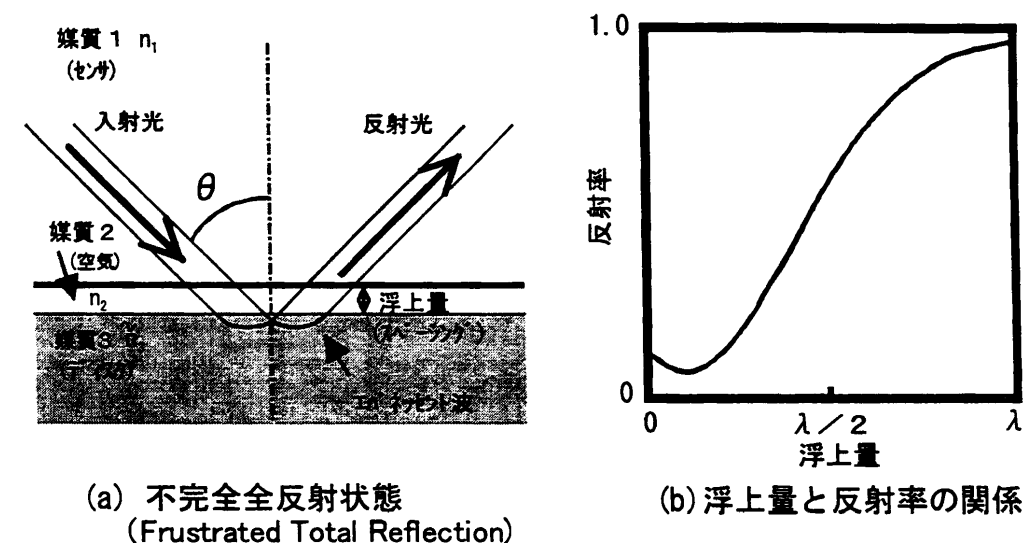


図 2.1 全反射型浮上量センサの動作原理

## 2.2 動作原理

全反射型浮上量センサの原理を図2.1に示す。光が屈折率の大きい第1の媒質（センサ部導波路、屈折率  $n_1$ ）から屈折率の小さい第2の媒質（空気、屈折率  $n_2$ ）へ臨界角\* 以上の入射角  $\theta$  で入射するとき、反射率が1になる。この場合光は(a)に示すように一旦境界面から屈折率の小さい媒質側へ極くわずかな波長程度浸み出し†, その後、屈折率の大きい媒質側へ戻る。そのため、境界面に第3の物質（磁気ディスク、屈折率  $n_3$ ）が接近すると、エバネッセント波の一部が第3の物質側へ吸い込まれ、(b)に示すように反射率が1から変化する。従って、この関係を用いると、センサ部導波路と磁気ディスクの距離が波長程度以下のときは、反射率を測定することで浮上量が測定できる[3]。

\*  $n_1 \sin \theta = 1$  となる入射角

† この部分をエバネッセント波 (evanescent wave) と呼ぶ

この反射率の浮上量依存性は入射光の偏光によって異なる。一般に振動面‡ が入射面と平行な方向に振動する成分をP偏光成分、振動面が入射面と垂直な方向に振動する成分をS偏光成分と呼ぶ[5]。ここで入射面とは入射光の進行方向と境界面に立てた垂線の張る面で、図2.1(a)では紙面が入射面である。P偏光、S偏光成分に対する反射率をサフィックスで区別すると、入射角  $\theta$  で入射した光の複素反射率はそれぞれ次式で表わされる。

$$\tilde{r}_p = \frac{\tilde{r}_{p12} + \tilde{r}_{p23} \exp(-\tilde{\delta}i)}{1 + \tilde{r}_{p12}\tilde{r}_{p23} \exp(-\tilde{\delta}i)} \dots\dots\dots (2.1)$$

$$\tilde{r}_s = \frac{\tilde{r}_{s12} + \tilde{r}_{s23} \exp(-\tilde{\delta}i)}{1 + \tilde{r}_{s12}\tilde{r}_{s23} \exp(-\tilde{\delta}i)} \dots\dots\dots (2.2)$$

ここで、 $\tilde{r}_{p12}$ ,  $\tilde{r}_{s12}$  はP偏光成分、S偏光成分のセンサ導波路と空気との境界面で

‡ 電界の振動方向を表す。

の反射係数,  $\tilde{r}_{p23}$ ,  $\tilde{r}_{s23}$  はP 偏光成分, S 偏光成分の空気と磁気ディスクの境界面での反射係数である<sup>§</sup>。また,  $\tilde{\delta}$ は複素位相差である。 $\tilde{r}_{p12}$ ,  $\tilde{r}_{s12}$ ,  $\tilde{r}_{p23}$ ,  $\tilde{r}_{s23}$ はそれぞれ

$$\tilde{r}_{p12} = \frac{\tan(\theta - \tilde{\theta}_2)}{\tan(\theta + \tilde{\theta}_2)} \dots\dots\dots (2.3)$$

$$\tilde{r}_{s12} = -\frac{\sin(\theta - \tilde{\theta}_2)}{\sin(\theta + \tilde{\theta}_2)} \dots\dots\dots (2.4)$$

$$\tilde{r}_{p23} = \frac{\tan(\tilde{\theta}_2 - \tilde{\theta}_3)}{\tan(\tilde{\theta}_2 + \tilde{\theta}_3)} \dots\dots\dots (2.5)$$

$$\tilde{r}_{s23} = -\frac{\sin(\tilde{\theta}_2 - \tilde{\theta}_3)}{\sin(\tilde{\theta}_2 + \tilde{\theta}_3)} \dots\dots\dots (2.6)$$

で表される。ただし,  $\tilde{\theta}_2$ ,  $\tilde{\theta}_3$ は複素屈折角で

$$n_1 \sin(\theta) = n_2 \sin(\tilde{\theta}_2) \dots\dots\dots (2.7)$$

$$n_1 \sin(\theta) = \tilde{n}_3 \sin(\tilde{\theta}_3) \dots\dots\dots (2.8)$$

を解いて得られる。 $\tilde{\delta}$ は $\lambda$ を光の波長として

$$\tilde{\delta} = 4\pi d \cos(\tilde{\theta}_2) / \lambda \dots\dots\dots (2.9)$$

で与えられる。

浮上量 $d$ に対する各偏光に対するパワー反射率を $R_p$ ,  $R_s$ と表すと,  $R_p$ ,  $R_s$ は各物質の屈折率が分かれば, (2.1)式, (2.2)式の絶対値の2乗から求めることができる。

<sup>§</sup> 文字変数が複素数であることを記号  $\sim$  で示す。

$$R_p = |\tilde{r}_p|^2 \dots\dots\dots (2.10)$$

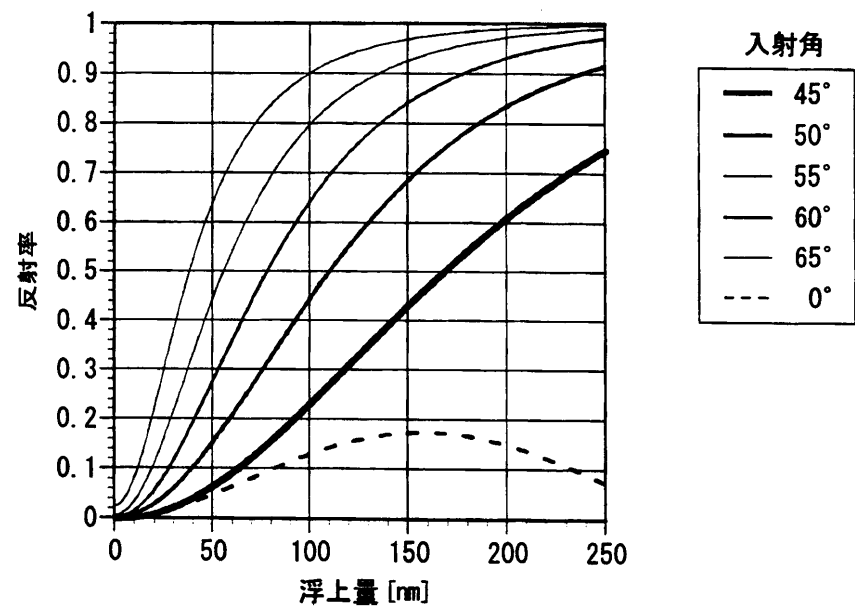
$$R_s = |\tilde{r}_s|^2 \dots\dots\dots (2.11)$$

逆にこれから, 反射率を測定すれば浮上量を求めることができる。

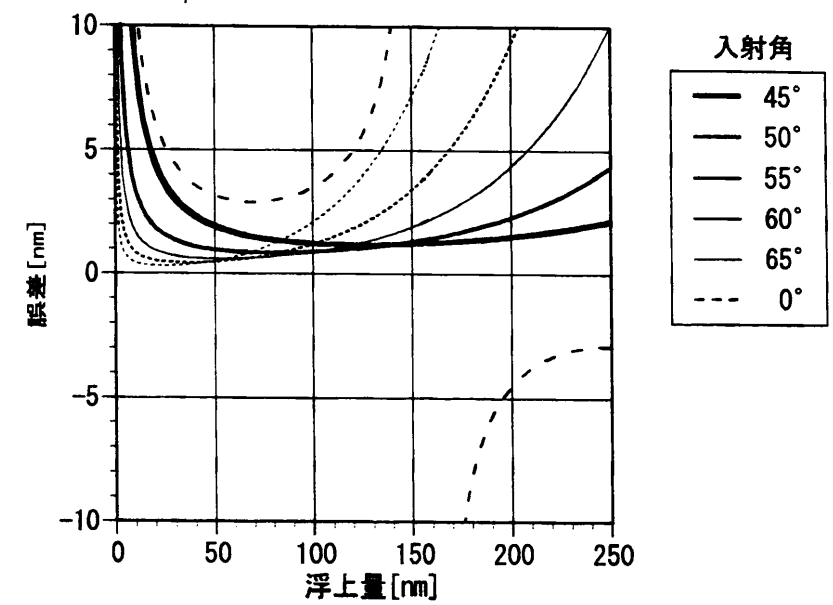
## 2.3 全反射型浮上量センサの特性

全反射型浮上量センサの特徴として, 従来の光干渉を利用した浮上量テストに比べて感度=(反射率変化)/(浮上量変化) がよいことが挙げられる。図2.2にガラスディスク ( $n = 1.5135$ ) を用いた場合の浮上量と反射率の関係を入射角, 偏光を変化させて(2.10), (2.11)式を用いて計算した結果を示す。(a)はP 偏光, (b)はS 偏光を用いた場合の反射率で, 比較のため従来法(入射角 $0^\circ$ )の場合を波線で併記した。従来法に比べて全反射型センサの感度(曲線の傾き)が大きく測定精度が高いことが分かる。例として反射率測定誤差を0.5%としたときの浮上量測定誤差を図2.3に示す。P 偏光, S 偏光どちらを用いてもほとんどの領域で従来法よりも測定誤差が1/2以下になることが分かる。また, 入射角を大きくとるほど低浮上量の測定精度がよくなる(測定範囲は狭くなる)。

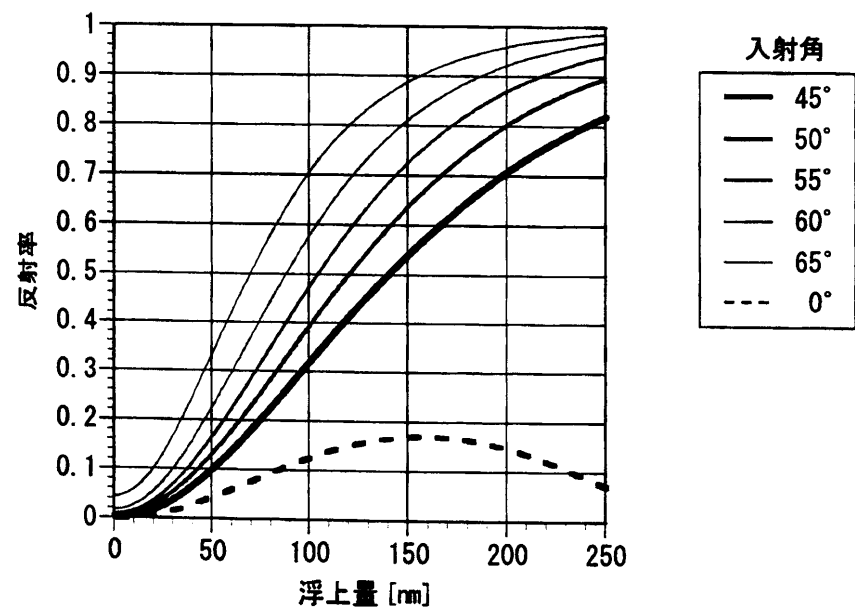
また, 実物のディスクを用いた場合のシミュレーション例を図2.4, 図2.5に示す。ディスクの層構造, 屈折率は表3.2(第3章参照)のものを仮定した。この場合, 特性は偏光により大きく異なる。P 偏光を用いた場合, 数十nmの浮上量に対して反射率の極小が発生するが, その付近以外では感度は従来法よりも2倍以上となり誤差も小さい。S 偏光を用いた場合の感度は入射角 $0^\circ$ の従来法とあまり変わらないが誤差は若干小さくなる。また, P 偏光を用いると, ガラスディスクの場合と同様, 入射角度が大きくなるほど低浮上量の測定精度が向上する。



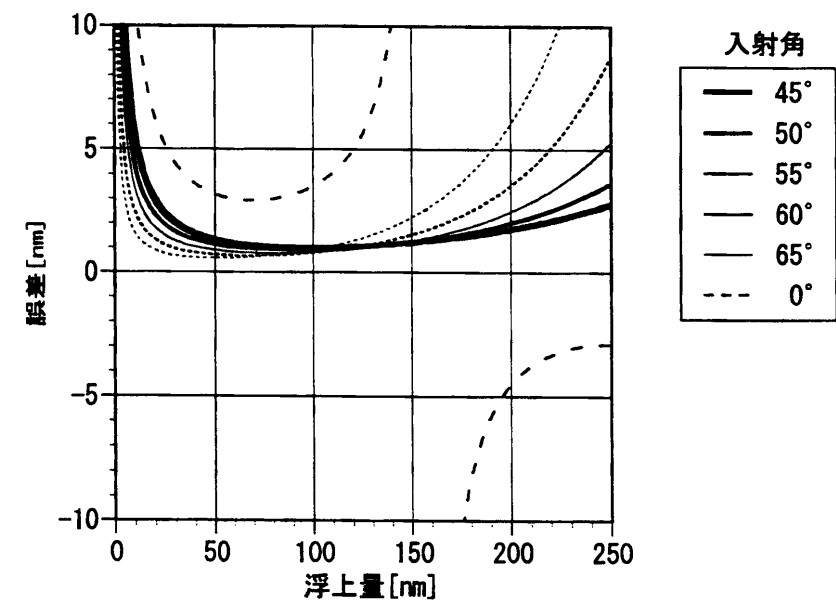
(a) P 偏光反射率



(a) P 偏光誤差



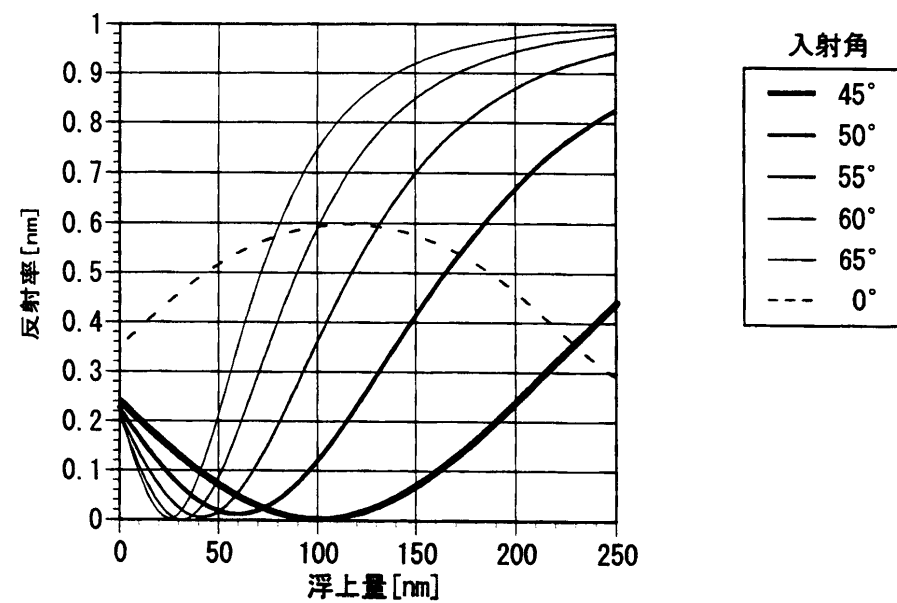
(b) S 偏光反射率



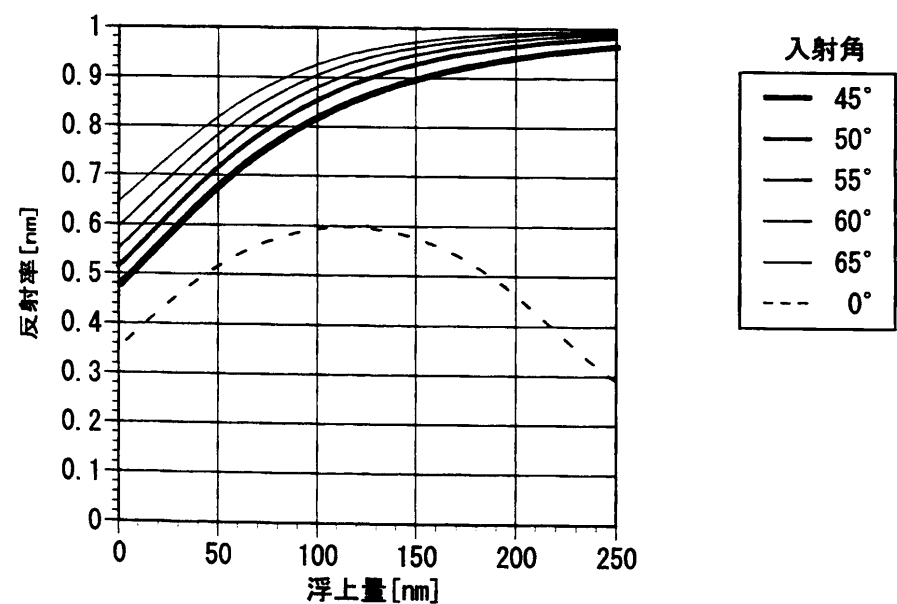
(b) S 偏光誤差

図 2.2 感度の角度依存性 (ガラスディスクの場合)

図 2.3 測定誤差 (ガラスディスクの場合)

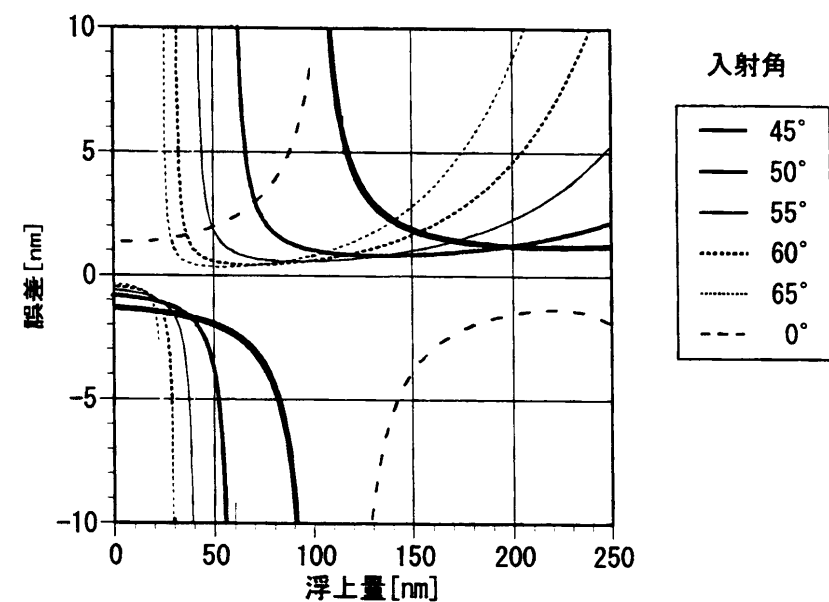


(a) P 偏光反射率

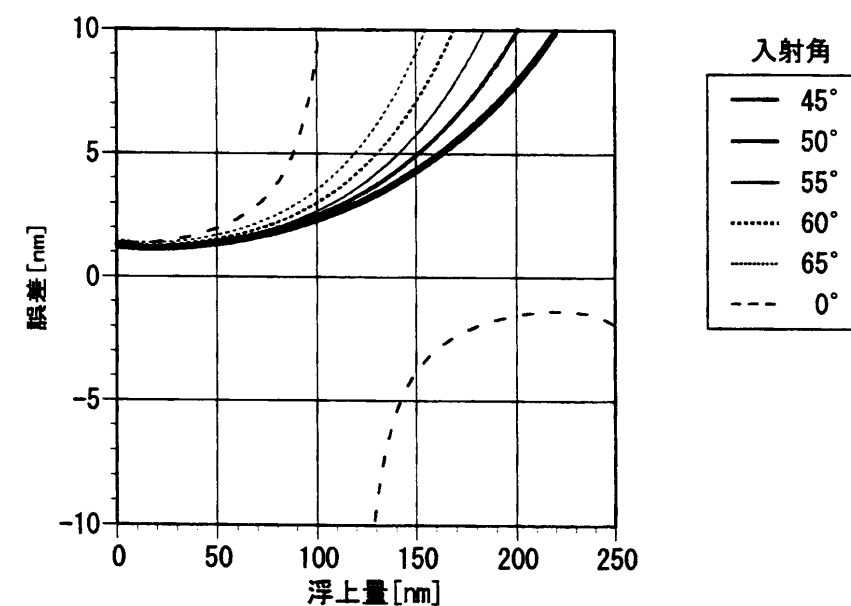


(b) S 偏光反射率

図 2.4 感度の角度依存性 (実物のディスクの場合)



(a) P 偏光



(b) S 偏光

図 2.5 測定誤差 (実物のディスクの場合)

## 2.4 全反射型浮上量センサの実装方法の検討

最近のスライダは $\text{Al}_2\text{O}_3 - \text{TiC}$ （セラミックス，以後ATCと略す）でできている。ATCは不透明なので浮上量センサをスライダに実装するためには，スライダの一部に光を伝搬させるための導波路を設ける必要がある。スライダが比較的大きな場合には，図2.6に示す3次元導波路型センサをガラス基板上に構成し，それを図2.7のようにスライダに接着することも可能であったが[4]，近年の小形スライダではこのような加工は困難である。そこで，薄膜磁気ヘッド・スライダの構造に着目し，スライダと磁気ヘッドの絶縁／保護に用いられている透明アルミナ膜を利用することを考えた。図2.8に薄膜磁気ヘッドスライダの構造を示す。図に示すように，薄膜磁気ヘッドでは，スライダと薄膜ヘッドの間がアルミナ膜で絶縁／保護されている。このアルミナ膜を光を伝搬させる導波路として用いることができれば，センサ本体の重さが実質上ゼロの状態ですライダに製作でき，しかも，そのために新たな工程を追加する必要もない。

図2.9にアルミナ膜を利用した浮上量センサの構成を示す。アルミナ膜付きATC基板をスライダの形状に加工し，スライダにプリズムカプラ（微小プリズム）を2個付け，これを介してアルミナ膜へ光を導き，また膜から光を取り出す。入射用プリズムカプラへ入った光は反射面で反射されアルミナ膜に入射する。この光はアルミナ膜をV字形に伝搬し出射用プリズムカプラを介して外部に取り出される。このようにスライダにプリズムカプラを2つ付ける極めて簡単な工程でスライダに浮上量センサを構成できる。

まず，浮上量センサを構成するため導波路として使用するアルミナ膜の光伝搬損失と屈折率を評価した。

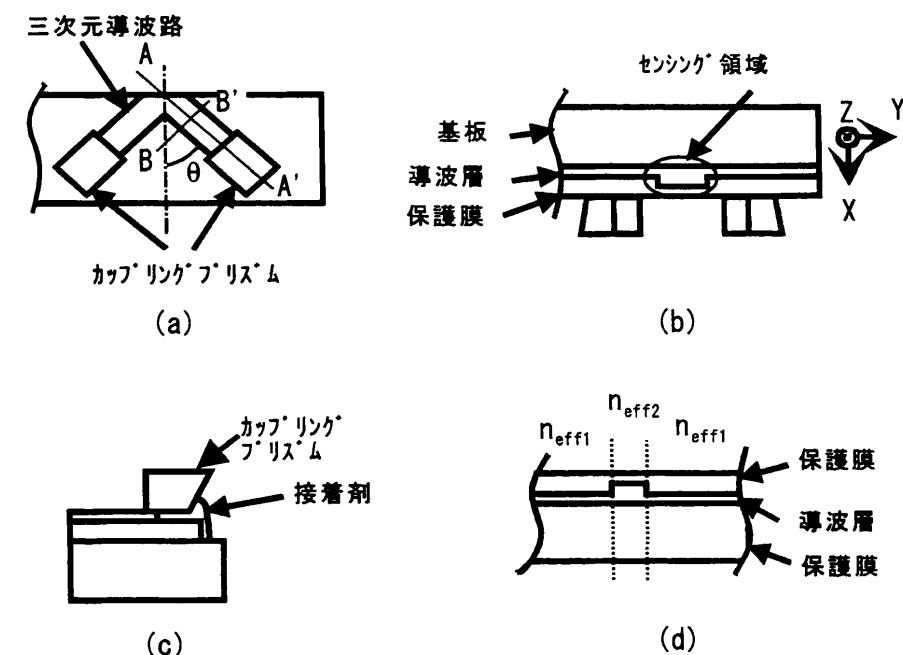


図 2.6 導波路型センサの構造

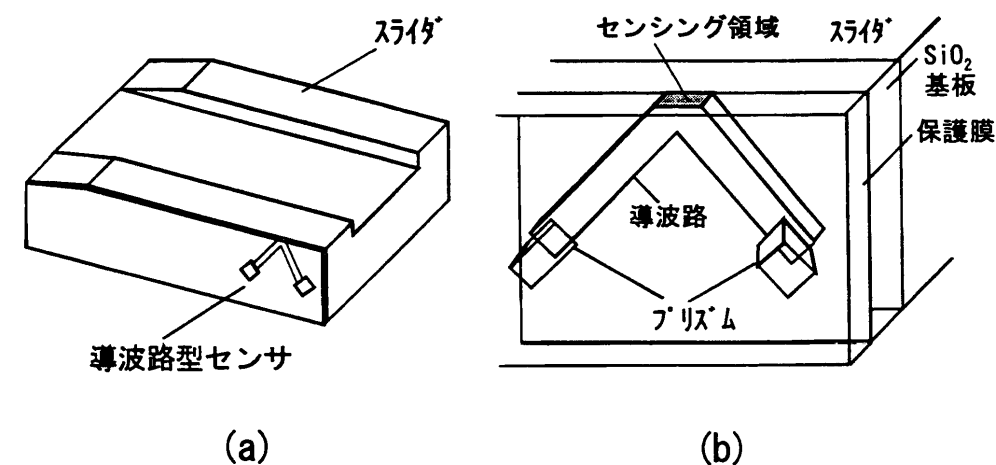


図 2.7 導波路型センサ付きスライダ



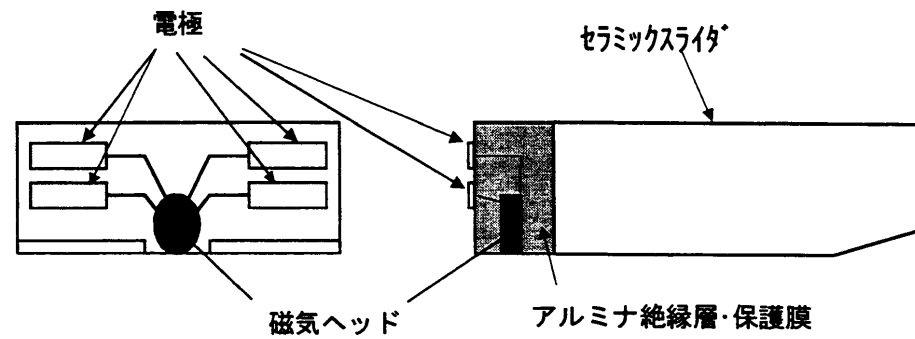


図 2.8 薄膜磁気ヘッドスライダの構造

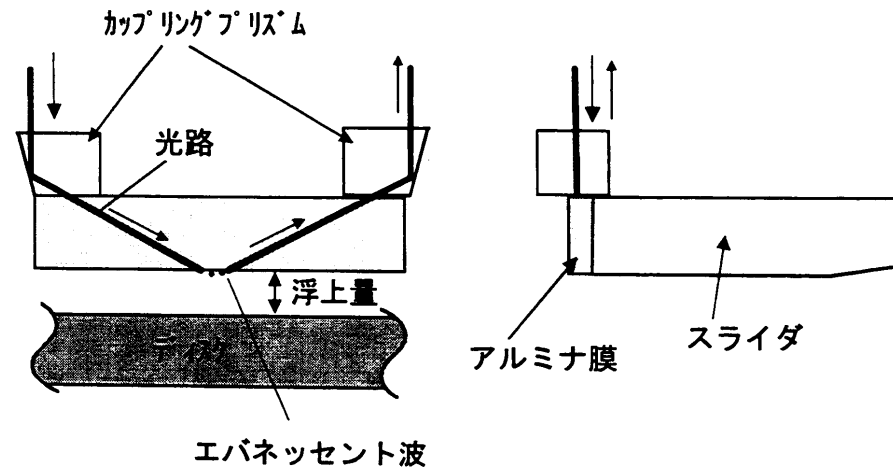


図 2.9 浮上量センサの構成

アルミナ膜を導波路として用いたときの伝搬損失を図 2.10 に示す設定で求めた。同じアルミナ膜付き ATC から長さ  $L_1$ ,  $L_2$  の試験片を切り出して、各々アルミナ膜に光を入射させ、伝搬後の出射光光量を測定した。その様子を図 2.11 に、結果を表 2.2 に示す。

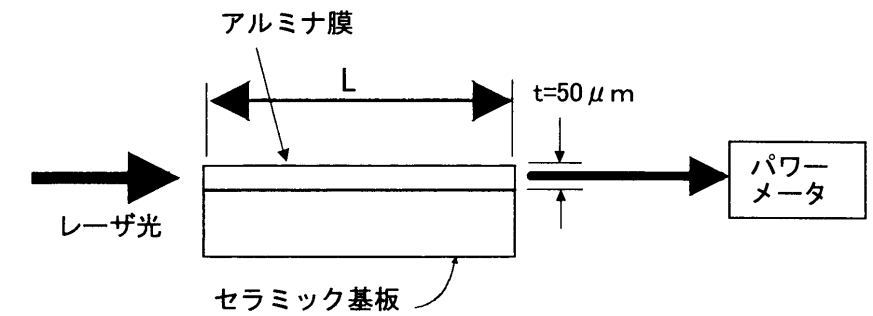


図 2.10 伝搬損失測定実験の設定

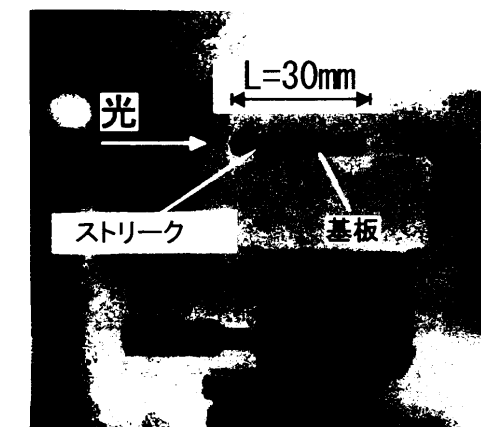


図 2.11 伝搬損失測定実験の様子

表 2.2 伝搬損失測定結果

長さ (mm)	出射光パワー (mW)
$L_1 = 0.8$	0.279
$L_2 = 8$	0.1104

この結果を利用して次式より伝搬損失を求めた。

$$\text{伝搬損失} = \frac{10 \log(P_2/P_1)}{L_2 - L_1} (\text{dB/mm}) \dots\dots\dots (2.12)$$

その結果は-0.348dB/mmであった。これはアルミナ膜を1 mm伝搬すると光量が約8%減衰することを示すが、光路が短いのでこの程度であればセンサ用導波路として利用可能である。

次に屈折率測定について述べる。アルミナ膜の屈折率は液浸法で測定した。その方法および結果を以下に述べる。アルミナの付いたセラミックを屈折率が既知の液に浸して顕微鏡でアルミナと液体の境界を観察すると明るい線が見える。これをベッケ線 (Becke) という。ベッケ線は屈折率が周囲と違う透明体の輪郭に発生する光の回折縞である。図2.12 を使ってその様子を説明する。図にはアルミナの屈折率を  $n$ 、周囲の液体の屈折率を  $n_{oil}$  とし、 $n > n_{oil}$  の場合を示した。(逆の場合は明暗が逆になる。)(a) は境界にピントがあっている場合で、この場合、明暗は出ない<sup>†</sup>。(b) はピントが奥にあっている場合で、明るい縞は液体側に発生する。(c) は手前にピントがあっている場合で、明るい縞はアルミナ側に発生する。これにより、液体とアルミナの屈折率の大小が分かる。従って、屈折率の異なる液を多数用意しておき、ベッケ線の出方からアルミナとの大小を比較し徐々にアルミナの屈折率に近い液体を選んでいくことによってアルミナの屈折率が測定できる。この測定によって、He-Ne レーザ波長633nm<sup>‡</sup>に対するアルミナ膜の屈折率は  $1.597 \pm 0.001$  であることが分かった。

<sup>†</sup> アルミナの透過率を1と仮定した場合の理論計算結果。実際はアルミナと周囲の液体との屈折率差のため透過率が1より若干小さくなるのでうすい境界は見える。

<sup>‡</sup> 以下の実験ではHe-Ne レーザを使用した。

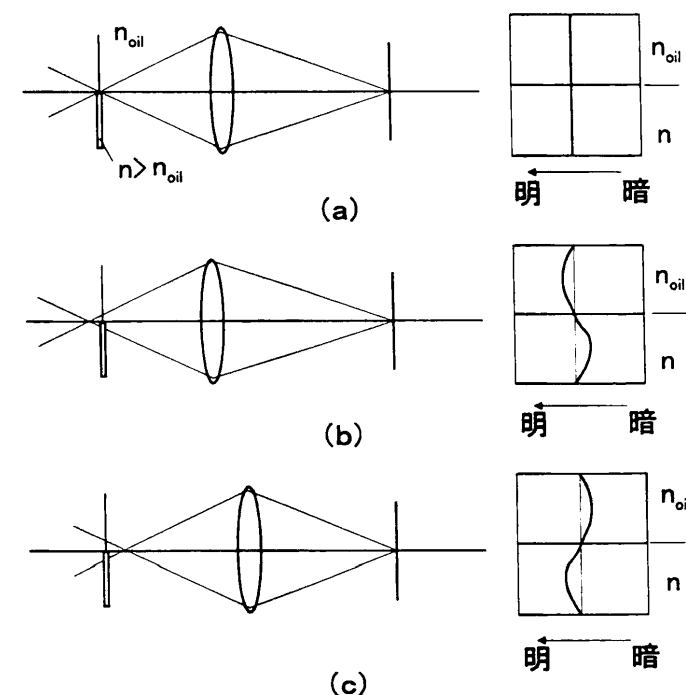


図 2.12 ベッケ線説明図

アルミナ膜を導波路として用いる場合、図2.13 (a), (b) に示すように光はスライダ側面と平行な方向にはカップリングプリズムの斜面で、垂直な方向には導波路の厚さで遮られるので回折する。回折により光の進行方向は幾何光学で与えられるものからずれるのでその影響を調べる。最初に入り口での回折角の程度を求め、次に回折した光の伝搬効率と併せて影響を検討する。

図2.13 (c), (d) に示すようにアルミナ層への光の入射方向 ( $z$  方向) と垂直な面上の  $x$  方向 (アルミナの厚さ方向) に  $a$ 、 $y$  方向 (スライダ側面と平行方向) に  $b$  の大きさの仮想開口を考え、入り口での回折を近似する。 $a$ 、 $b$  の大きさはそれぞれ  $50\mu m$ 、 $100\mu m$  程度である。振幅  $u_0$  の平面波が入射すると仮定して開口で遮られた平面波を様々な方向に伝搬する平面波で展開する。

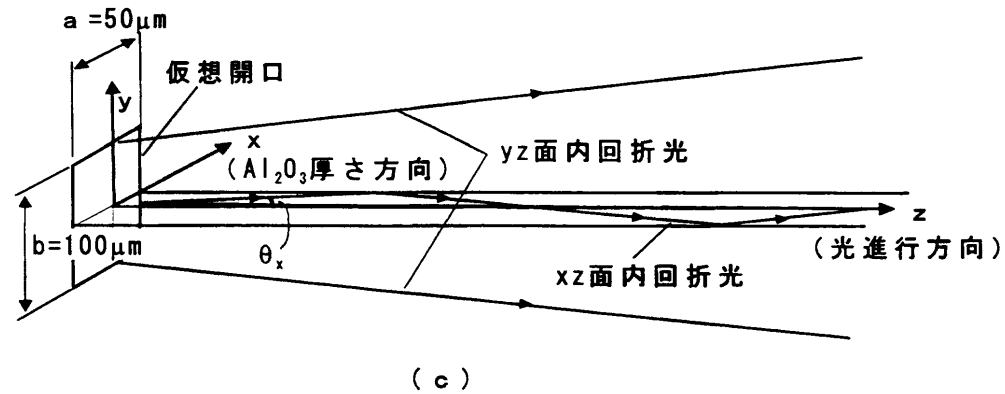
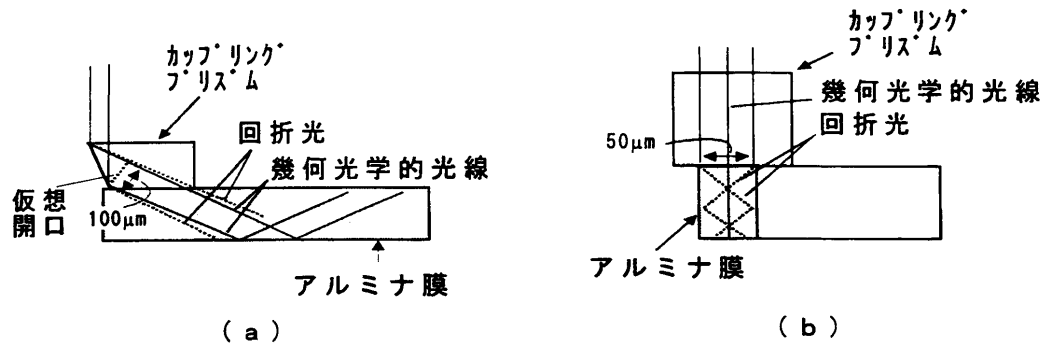


図 2.13 導波路での回折

開口の中心を原点とすると開口位置での入射波の振幅分布は

$$u(x, y) = u_0(|x| < a/2, |y| < b/2) \\ = 0 \quad (\text{上記以外の範囲}) \dots\dots\dots (2.13)$$

となる。これを波数ベクトル( $k_x, k_y$ )をもつ平面波で展開する。波数ベクトル( $k_x, k_y$ )をもつ平面波の係数 $c_{xy}$ は次式で与えられる。

$$c_{xy} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u(x, y) \exp[-i(k_x x + k_y y)] dx dy \\ = \frac{1}{2\pi} \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} u_0 \exp[-i(k_x x + k_y y)] dx dy \\ = \frac{u_0 ab}{2\pi} \left( \frac{\sin(ak_x/2)}{(ak_x/2)} \right) \left( \frac{\sin(bk_y/2)}{(bk_y/2)} \right) \dots\dots\dots (2.14)$$

展開成分の強度は上式の2乗で与えられ、各成分の強度比は0次成分の強度を1として図2.14に示すようになる。計算によると斜線で示した $ak_x/2, bk_y/2 = \pi$ までに全パワーの90%が、 $3\pi$ までに97%が含まれている。 $k_x, k_y$ をx方向, y方向への回折角 $\theta_x, \theta_y$ で表すと

$$\theta_x = \sin^{-1}[k_x/k_n] \approx k_x/k_n \\ \theta_y = \sin^{-1}[k_y/k_n] \approx k_y/k_n \dots\dots\dots (2.15)$$

$k_n$ : 光のアルミナ中での波数

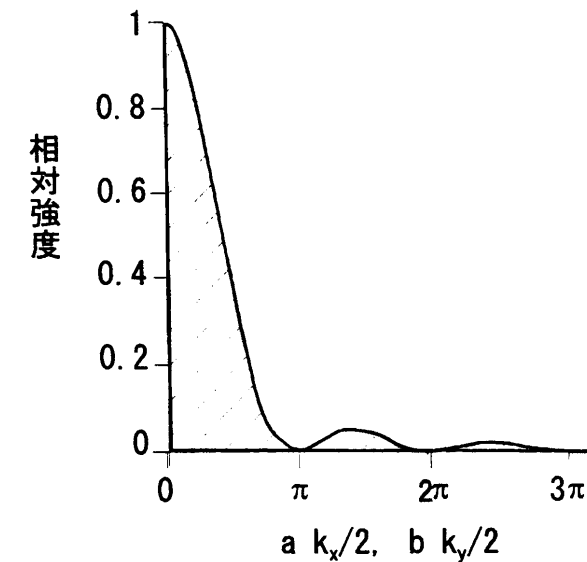


図 2.14 回折波成分の強度比

となる。 $k_n$ はアルミナの屈折率を $n_{AL}$ として $2\pi n_{AL}/\lambda$ で与えられる。従って回折角 $\lambda/an_{AL}$ ,  $\lambda/bn_{AL}$ の範囲に全パワーの90%が,  $3\lambda/an_{AL}$ ,  $3\lambda/bn_{AL}$ の範囲に全パワーの97%が含まれている。

つぎに回折光の伝搬効率を検討する。最初に, X方向(スライダ側面と垂直方向)への回折を検討する。この方向では, 光はアルミナ/空気の境界面とアルミナ/スライダ側面(ATC)の境界面で反射しながら伝搬することになる。実際の値を使うと(波長)/(アルミナ層厚さ $a \times$ 屈折率 $n_{AL}$ ) $=0.5^\circ$ の範囲に全パワーの90%が含まれる。アルミナと空気の屈折率差は大きいのでこの程度の角度で境界面に入射した光は全反射するので減衰しない。一方, アルミナとATCの境界面では通常の反射が起こっている。その反射率 $R$ は回折角を $\theta_x$ として

$$R = \left| \frac{\sin(\pi/2 - \theta_x - \theta_{ATC})}{\sin(\pi/2 - \theta_x + \theta_{ATC})} \right|^2 \dots\dots\dots (2.16)$$

$$n_{AL} \sin(\pi/2 - \theta_x) = n_{ATC} \sin \theta_{ATC} \dots\dots\dots (2.17)$$

ここに,

$\theta_{ATC}$ : ATC内での屈折角

$n_{ATC}$ : ATCの屈折率

$n_{AL}$ : アルミナの屈折率

で与えられる。導波路内での電界の振動方向は, 浮上量測定にP偏光(ディスク面に対して)を用いることからアルミナとATCの境界面と平行である。そこで, アルミナとATCの境界面での反射率はS偏光(アルミナとATCの境界面に対して)に対する(2.4)式を用いる。導波路の長さ(光の伝搬距離) $l$ と厚さ $a$ , 回折角 $\theta_x$ から光が入り口で回折して出口に至るまでにATCとの境界面で反射する平均回数 $N$ は

$$N = l \tan \theta_x / (2a) \dots\dots\dots (2.18)$$

で与えられる。出入り口での強度比は $R^N$ で与えられる。実際の値として $l \sim 2\text{mm}$ ,  $a = 50\mu\text{m}$ を入れて計算すると $\theta_x = 0.5^\circ$ に対して0.995となりほとんど減衰せずに伝搬することが判る。角度ずれの浮上量センサの計測誤差への影響は5.4.4で検討するが, その検討結果を利用すると $0.5^\circ$ (90%限界)のずれに起因する測定誤差は無視できることが判る。

Y方向(スライダ側面と平行な方向)へは光は, そのまま広がりながら伝搬することになる。回折角は(波長)/(プリズム斜面で規定されるビーム太さ $b \times$ 屈折率 $n_{AL}$ ) $=(0.633)/(100 \times 1.6)=0.9^\circ$ (90%限界)である。5.4.4の検討結果では, 上記の入射角ずれに対する誤差は5nmとなり無視できない大きさである。しかし, 回折による角度ずれが正負ペアで発生すること, 発生誤差が角度ずれに比例することを考慮すると回折波の影響は打ち消しあうと考えてよい。

以上の検討により, 回折の影響は無視することが可能で, 単純に幾何光学的な光線の反射として現象を捉えてよいことが判明した。

## 2.5 センサを実装したスライダの製作

アルミナ膜が導波路として利用可能であることが分かったので, セラミック基板にアルミナ膜のみを成膜したもの(ヘッドなし)をスライダに加工した。製作したスライダの形状を図2.15に示す。スライダとして三本レールを製作した理由は以下の通りである。

- (1) ストレートレールを持つスライダは浮上量がディスクの回転速度に強く依存するので, 逆に回転速度を変えることにより浮上量を制御可能で, センサの動作確認に好都合である。

(2) 全反射型の浮上量センサは、センシング領域（ディスクと対向する端面）がスライダの中央にある必要がある。従って、二本レール型スライダの浮上量は測定できない。

カップリングプリズムの重さは2ヶで $25.8\mu\text{g}$ 、スライダ本体は $4.08\text{ mg}$ で重さはスライダ本体の約1.3 %であり、浮上量に与える影響は無視できる。カップリングプリズムはガラスファイバの先に静電吸着させて、予めプリズム設置位置に低粘度の紫外線硬化型液体接着剤を付けた状態のスライダ上に静かに置き、紫外線を照射して固定した。

断面BCの実測例を図2.16、図2.17に示す。図2.16は光干渉型表面粗さ計で、図2.17はAFMで測定したものである。光干渉型表面粗さ計ではセラミック部に対してアルミナ部が数nm突出しているように測定された。この突出は光が反射するときの位相ずれの大きさが対象物の屈折率に依存するためである。セラミックとアルミナでは屈折率が異なるので、実際の段差にこの屈折率差から生じた位相ずれの差に起因する凹凸が付加されて観測される。光干渉型表面粗さ計は異なる材質の境界の段差測定には不向きである。これに対して、AFMを利用した場合は材質の違いに起因した大きな測定誤差は発生しない（誤差は $0.1\text{nm}$ 程度）。しかし、AFM表面粗さ計は、光干渉型に比べ測定範囲が短いという欠点がある。そこで、セラミック部、アルミナ部の凹凸は干渉式表面あらさ計で、異なる材質にまたがる境界部の段差はAFMで測定し、その結果を総合して表面形状を求めた。結果を図2.18に示す。本例ではアルミナ絶縁膜の部分がセラミック部分に比べて約 $8\text{nm}$ 凹んでいる様子が分かる。この段差はセラミックがアルミナに比べ硬いため加工時に発生した。全反射型浮上量センサの測定範囲は波長程度であり、この凹み量はそれと比べて十分小さく、したがって凹みを含んだ状態で測定した浮上量から既知の凹みによる見かけの浮上量増加を差し引くことにより真の浮上量を

求めることができる。アルミナ膜の導波路を光が伝搬する様子を図2.19に示す。ここで、入射角の大きさはスライダ及び支持機構の許容範囲内で感度が最大となる $56.1^\circ$ とした（第5章参照）。

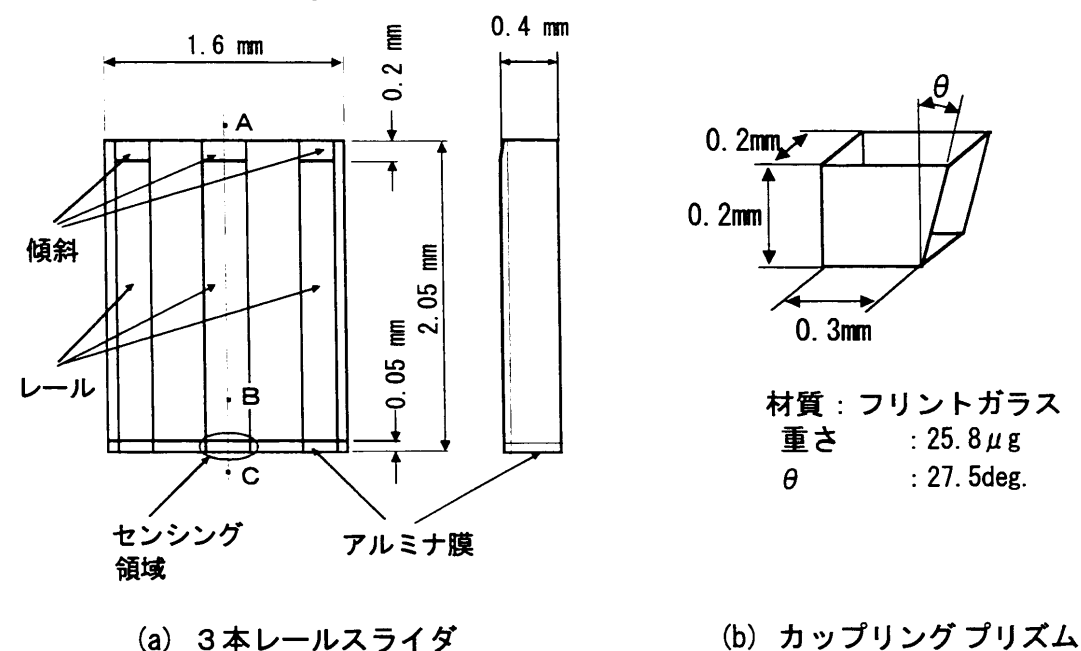


図 2.15 スライダの形状

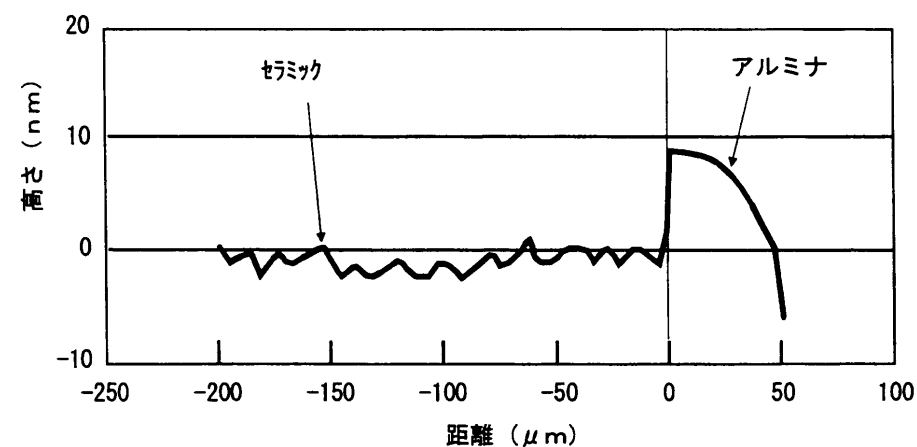


図 2.16 光学式表面粗さ計によるスライダの断面

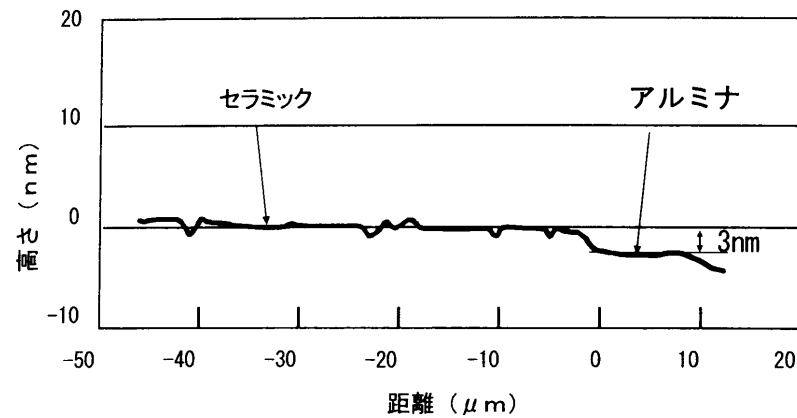


図 2.17 AFMによるスライダの断面

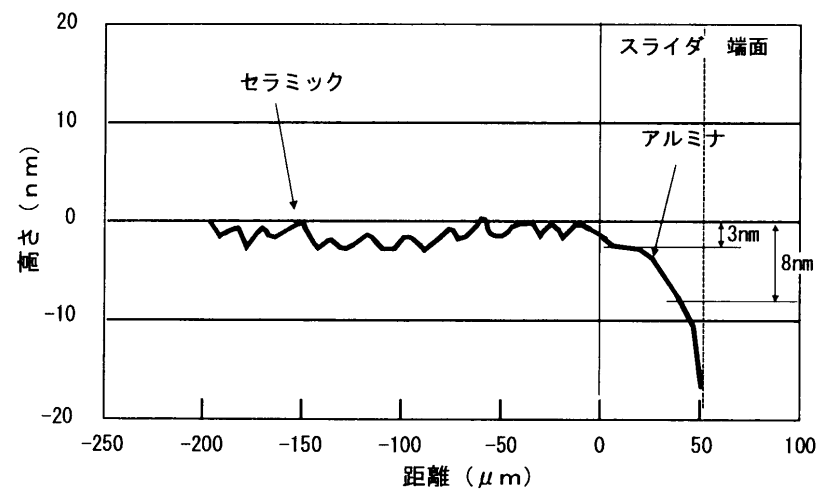


図 2.18 スライダの推定断面

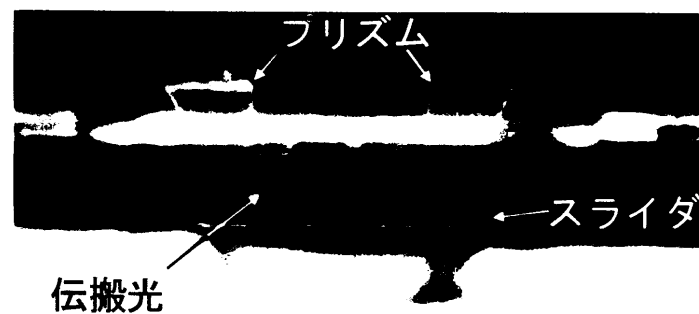


図 2.19 全反射型浮上量センサ

## 2.6 センシング動作の検証

全反射型浮上量センサの動作を次の手順で検証した [6]。

- (1) ガラスディスクを使用して、製作した3本レールスライダのスライダ・ディスク相対速度と浮上量の間関係を光干渉型の浮上量テストで校正する。
- (2) 全反射型浮上量センサを用いて種々の相対速度に対してP偏光とS偏光の光の反射光量を測定する。
- (3) 浮上量  $x_i$  を上記反射光量から計算により求める。
- (4) (1) と (3) の結果を比較する。

最初にディスクの相対速度と浮上量の間関係を光干渉型の浮上量センサで測定した。測定結果を図2.20に示す。浮上量測定点はスライダ中央レールの後部端である\*\*。浮上量は相対速度に対してリニアに変化することが分かる。

表2.3に上記(2)の実験条件を、図2.21に浮上量測定実験の構成を示す。直線偏光の光を偏派面保存ファイバを介してセンサ部まで導く。偏光方向は1/2波長板で調節する。

実験結果(反射光量)から浮上量を計算で求めるためには反射率が必要である。これは、全反射に対応する光量を知る必要があることを意味する。直接的に全反射光量を得るには、機械的にスライダを持ち上げ、そのときの反射光量の最大値を測定する方法がある。しかし、この方法はスライダを持ち上げる際にスライダの水平方向の位置がずれ入射光量に変化する可能性が高い。そこで、つぎの方法をとった。

\*\* 屈折率が違うのでアルミナ膜部の浮上量は浮上量テストでは直接測定できない。そこで中央レールの後端近傍の数点の浮上量を計測し、そこからアルミナ部の浮上量を推定した。

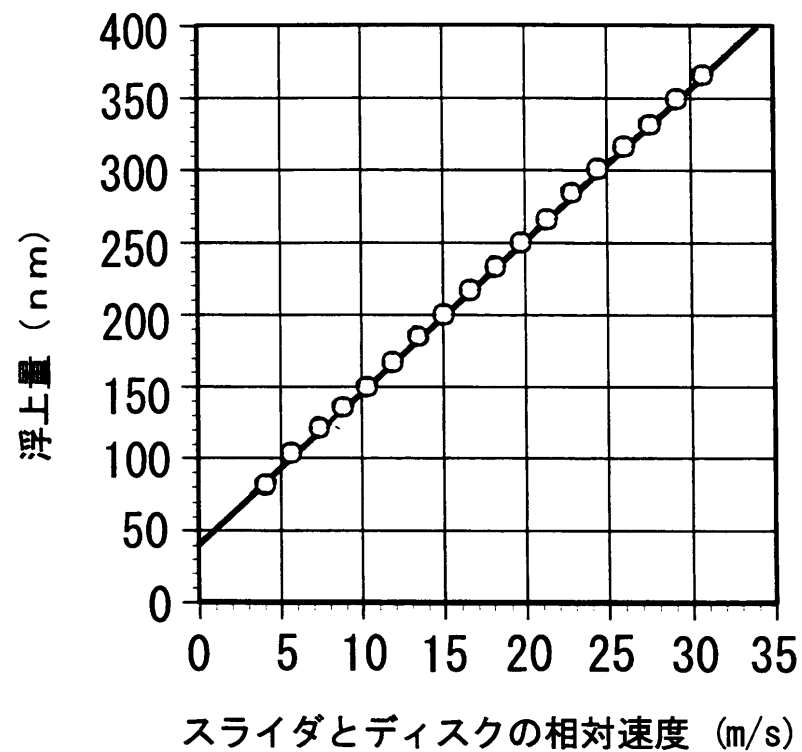


図 2.20 速度と浮上量の関係

表 2.3 実験条件

入射角	$\theta = 56.1^\circ$
屈折率 ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ )	$n_1 = 1.597$
屈折率 (ガラスディスク)	$n_3 = 1.5135$
波長	$\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$

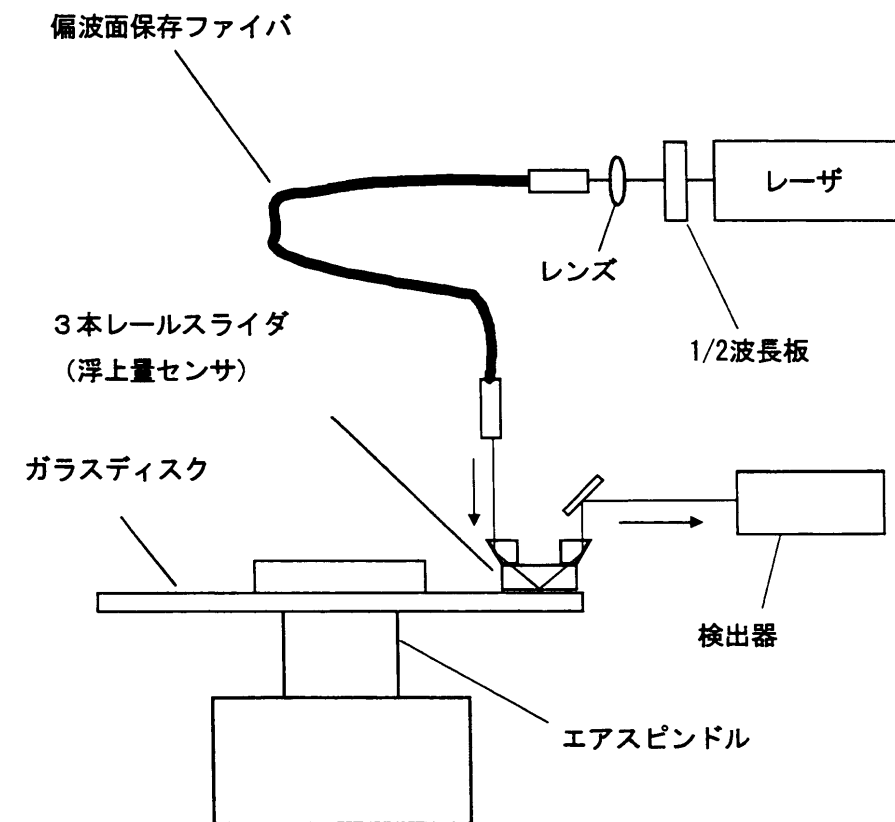


図 2.21 実験の構成

$x_i$ を*i*番目の速度に対する浮上量とし、 $I_{p_{\max}}$ 、 $I_{s_{\max}}$ を、それぞれP偏光、S偏光の全反射に対応する光量とする。これら*i*+2ヶの値を2*i*ヶの測定値から求めた次式の値が最小となるように定める。

$$\sum \left( |R_s(x_i) - I_{s_i}/I_{s_{\max}}|^2 + |R_p(x_i) - I_{p_i}/I_{p_{\max}}|^2 \right) \dots\dots\dots (2.19)$$

ここに、 $I_{p_i}$ 、 $I_{s_i}$ はそれぞれP偏光、S偏光の*i*番目の浮上量に対応する反射光量である。計算で求めた*i*番目の速度に対する浮上量 $x_i$ と反射率 $I_{p_i}/I_{p_{\max}}$ 、 $I_{s_i}/I_{s_{\max}}$ を、(2.10)、(2.11)式と実験条件から求めた理論曲線と共に図2.22に示す。P偏

光，S 偏光の両方に対して理論曲線と実測点の一致状態は良好である。これは全反射型浮上量センサが理論通りに動作していることを示す。

図 2.23 は光干渉型浮上量センサで測定した浮上量と全反射型浮上量センサで測定した浮上量の関係を示す。横軸はスライダ・ディスク相対速度から図 2.20 の関係を使って求めた浮上量，縦軸は全反射型浮上量センサで最小 2 乗法を用いて求めた浮上量である。

全反射型浮上量センサで測定した浮上量がスライダ・ディスク相対速度から求めた値（光干渉型浮上量テストで測定した値）よりも明らかに大きい。これは、スライダのセンシング部（アルミナ膜）がセラミック部から約 8nm 凹んでいるためと考える。図 2.24 にこの段差を補正した結果を示す。このときの残留測定値差は 2.5nm 以下である。光干渉型浮上量測定装置の測定再現性は  $\pm 2.5\text{nm}$ （公称値）であることを考慮すると両者の測定結果はよく一致している。

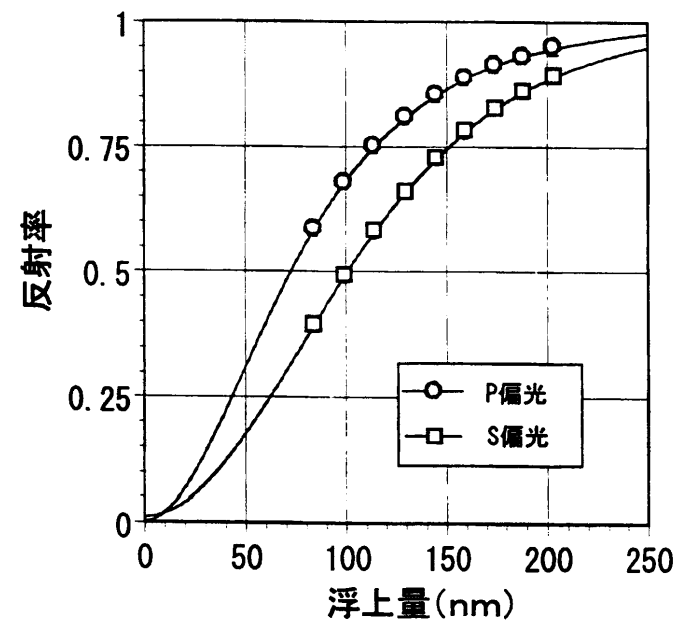


図 2.22 浮上量と反射率の関係

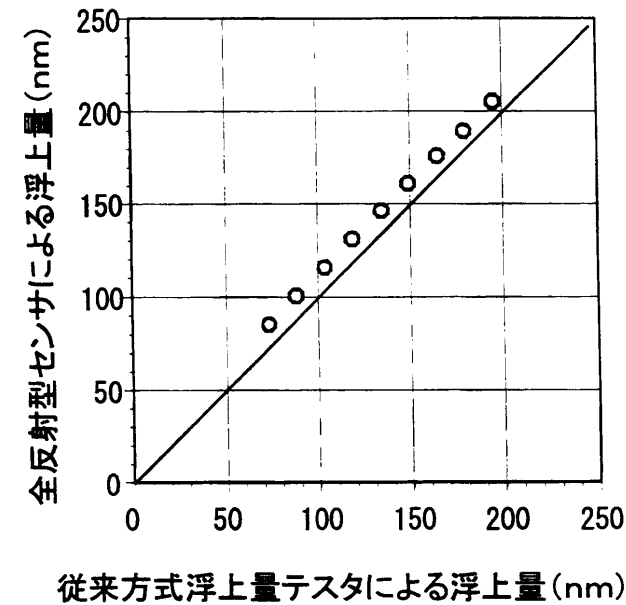


図 2.23 光干渉型浮上量テストとの比較

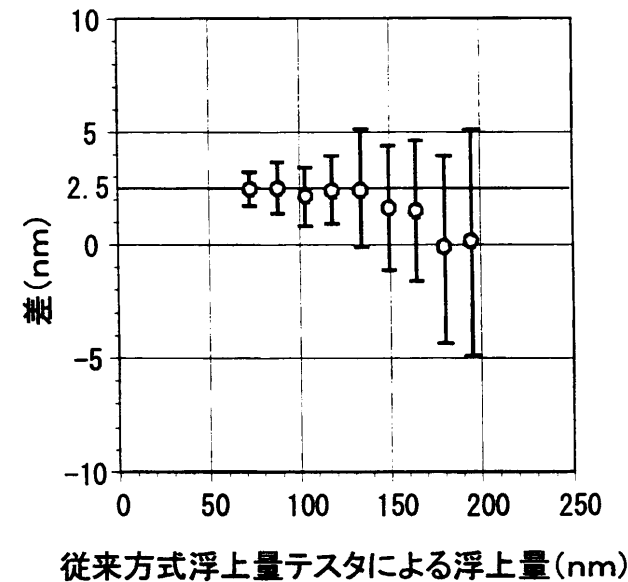


図 2.24 測定値の差



## 2.7 まとめ

磁気ディスク装置の記録密度向上に伴う低浮上化が進行するなかで浮上量安定化を図り信頼性を確保するための基礎技術として、新しい測定原理に基づく浮上量センサを提案した。

本センサは、光が第1の物質と空気との境界面で全反射しているとき、第2の光学的に密な物質が境界面に波長程度以下の距離まで近づくと全反射が不完全となり反射率が変化することを利用して、反射率から逆に浮上量を求めるもので以下の特徴がある。

- (1) 従来の光干渉を利用したものに対して、100nm以下の測定範囲において感度が数倍優れている。
- (2) 絶縁膜、及び保護膜としてのスライダ側面についているアルミナ膜を導波路として利用することにより、容易にスライダに浮上量センサを付けることができる。
- (3) 従って、スライダの両脇に付けた微小プリズムによって光の出し入れを行うことで、実際のディスクとスライダを使った場合の浮上量測定が可能となる。

実際に、センサ付きスライダを製作し、表面形状を測定したところ、

- (4) センシング部（アルミナ）はセラミック部から約8nm凹んでいることが判明したが、これは後から補正可能である。
- (5) 更に試作スライダの動作を、ガラスディスク上での浮上量をディスク回転速度（相対速度）を変えて測定し、予め光干渉型浮上量テストでスライダ・ディスク相対速度に対して校正した値と比較することにより検証した。そ

の結果、測定値の差は2.5nm以下で全反射型センサは理論通りに動作していることが判明した。

## 参考文献

- [1] K.Tanaka, Y.Takeuchi, S.Terashima, T.Odaka, Y.Saitoh: Measurement of transient motion of disk slider, IEEE Trans. Magn., Vol.MAG-20, No.5, pp924-926(1984).
- [2] フェーズメトリック社カタログ
- [3] 稲垣辰彦, 正木清, 桑本誠:全反射法によるヘッド・メディア隙間の精密計測, 日本機械学会講演論文集, No.900-52, pp.52-54(1990).
- [4] S.Mori,H.Sugawara, K.Kinoshita:A Spacing Sensor for Magnetic Disk Systems, IEEE Trans. Magn.,Vol.31, No.6, pp.4287-4292(1995).
- [5] 鶴田匡夫 : 応用光学 1 , p.23, 培風館 (1990).
- [6] S.Mori, H.Sugawara, H.Hidekazu, H.Tokisue : Flying Height Measurement Using Frustrated Total Reflection: Determination of the Reflectivities by the Least-Squares Method, IEEE Trans. Magn.,Vol.34,No.5, pp.3783-3785(1998).

## 第3章 等価屈折率法と

### その浮上量測定への適用

#### 3.1 緒言

前章では、実際のディスクとスライダを用いて100nm以下の低浮上量を精度よく測定可能な全反射型浮上量センサを提案、実際にアルミナ保護膜を利用してスライダ側面にセンサを構成し、その動作を検証した。このセンサを用いてディスク上でスライダ浮上量を測定する場合、ディスクでの反射光の位相ずれは、測定誤差となる。従って、光がディスクで反射する際の反射率（複素反射率）の絶対値だけではなく位相を把握して補正する必要がある。本章では、複素反射率を決めるディスクの光学特性を実験的に求める方法を検討する。

磁気ディスクは、基板上に磁性膜や保護膜等、種々の材質の薄膜が重なってできているためディスク表面での光の複素反射率を求めるには、各層の境界での反射光を考慮した計算が必要である。これを実行するには各層の屈折率と厚さを知る必要があるが、測定に手間を要し実用的でない。そこで、ディスクを一つの屈折率を持つ等価物質で置き換える等価屈折率法を導入する。最初に等価屈折率法の理論的裏付けをし、全反射型浮上量センサに適用するときの問題点と対策を明らかにする。次に、磁気ディスクの等価屈折率を実際に測定し、これを用いて、全反射型浮上量センサによりディスク上でのスライダ浮上量を測定すると共に等価屈折率法の有効性を示す。

### 3.2 磁気ディスクの構造と等価屈折率

磁気ディスクの構造の一例を図3.1に示す。また、各層の厚さと屈折率の例を表3.1に示す。Cr層が厚く、屈折率虚部の値も大きいので、光はCr層中で減衰する。従って、それ以下の層は光学的に無視でき、Crを基板と考えて差し支えない。磁気ディスクの光学特性は各層の屈折率と厚さが分かれば(2.1)式～(2.9)式を下層から順次適用することで求めることができる。その方法を図3.2に示した一般的な多層膜で説明する。多層膜中を伝搬する光に対しては第*i*層の屈折率を $n_i$ 、第*i*層と*i*+1層の境界面への入射角を $\theta_i$ として(2.7)式を隣合う各層に適用することにより

$$n_0 \sin \theta_0 = \dots = n_l \sin \theta_l = c \dots \dots \dots (3.1)$$

が成立する。したがって最上層(第0層)の屈折率 $n_0$ と第1層への入射角 $\theta_0$ を与えれば、全ての層(屈折率は既知とする)への入射角が定まる。

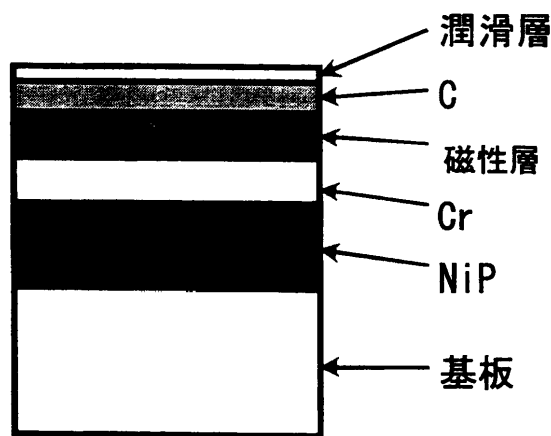


図 3.1 磁気ディスクの構造

表 3.1 各層の屈折率

層	屈折率		厚さ(nm)
	実部	虚部	
潤滑層 *	1.3	0	3
保護層 **	2.2	-0.67	20
磁性層 **	2.17	-3.83	40
Cr ***	2.70	-3.0	150

\* 液体に対する実験値  
 \*\* 実験値  
 \*\*\* [7]

最初に、第*l*-2層、第*l*-1層、第*l*層(基板)からなる3層構造を考え、第*l*-2層と第*l*-1層の境界面での反射率を(2.1)、(2.2)式から求める。次に、第*l*-1層以下をひとつの層と考え、第*l*-3層、第*l*-2層と第*l*-1層以下からなる3層構造で再度(2.1)、(2.2)式を用いて第*l*-3層、第*l*-2層の境界面での反射率を求める。このとき、第*l*-2層と第*l*-1層の境界面での反射率として先に求めた反射率を用いる。同様のことを順次繰り返すことによって隣り合う各層間での反射率を下から順に求めることができる。

従来、筆者らは、各層の屈折率と厚さを知るためシリコン基板上に各層を実際のディスク作成時と同一の条件で成膜したサンプルを作成し、その屈折率と膜厚をエリプソメータで測定していた。この方法は手間がかかる上、必ずしもサンプルの膜厚、屈折率が実物と一致する保証はなく、実用性、信頼性の上で問題が多かった[2]。

一方、ディスクをガラスディスクに置き換え、ガラスディスク側から光を照射し光干渉法で浮上量を求める技術が実用化されているが、入射光がスライダ表面

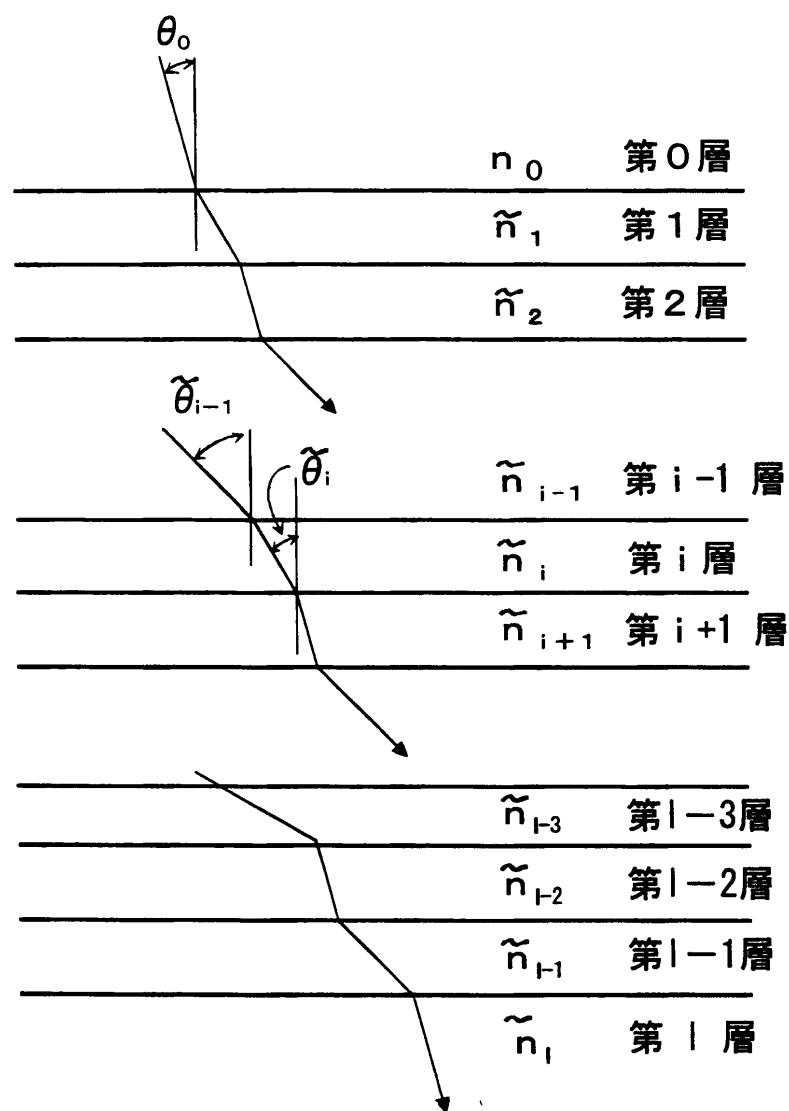


図 3.2 多層膜中の光伝搬

で反射する際、表面の保護膜（多層膜）の影響で位相がずれ、測定誤差が発生することが問題となっている。この解決策として保護膜付きスライダを一つの物質として扱い等価屈折率を求める方法が検討されている[3]。この方法はディスクの層構造の影響の解析にも有効と考え、その適用可能性を検討した。

### 3.3 等価屈折率法とその限界

等価屈折率法は図 3.3 に示すように層構造をもつ磁気ディスクを屈折率  $= \tilde{n}_{\text{eff}}$  をもつ単一の等価物質で置き換える。このとき、等価屈折率は一定の入射角での P 偏光に対する複素反射率と S 偏光に対する複素反射率の比が実際のディスクを用いた場合の測定値（エリプソメータで測定する）と等しくなるように決める。

この方法の有効性を 3.2 の磁気ディスクを用いて数値計算で確認した。まずエリプソメータの入射角を通常用いられる  $70^\circ$  に設定し、以下の (1), (2), (3) の手順で等価屈折率を求めた（図 3.4 参照）。

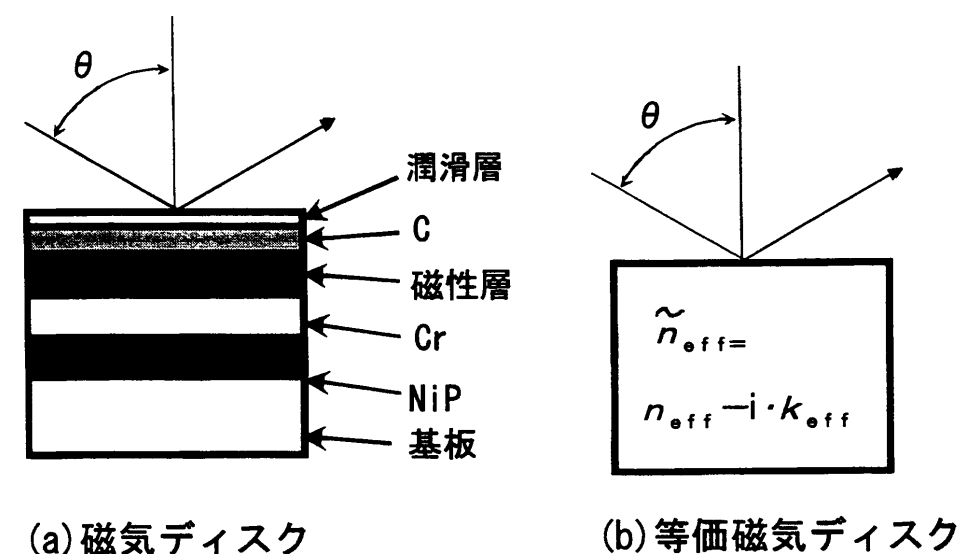


図 3.3 等価屈折率法

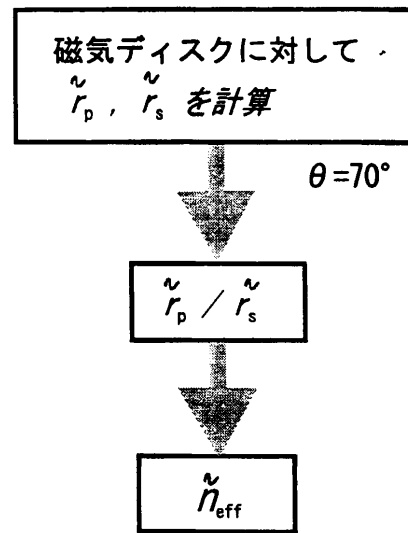


図 3.4 等価屈折率法の手順

- (1) 図3.1, および, 表3.1に示したディスクのP偏光, S偏光に対する複素反射率 $\tilde{r}_p, \tilde{r}_s$ を(2.1)式～(2.9)式を用いて計算する。
- (2) 複素反射率の比 $\tilde{r}_p/\tilde{r}_s$ を計算する。
- (3) 上記複素反射率比を与える等価屈折率 $\tilde{n}_{\text{eff}}$ を求める。具体的には(2.3), (2.4)式と(2.7)式から得られる(3.2)式, (3.3)式を用いて $\tilde{n}_{\text{eff}}$ を計算する。

$$\frac{\tilde{r}_p}{\tilde{r}_s} = -\frac{\tan(\theta - \tilde{\theta}_2) \sin(\theta + \tilde{\theta}_2)}{\tan(\theta + \tilde{\theta}_2) \sin(\theta - \tilde{\theta}_2)} \dots\dots\dots (3.2)$$

$$\sin(\theta) = \tilde{n}_{\text{eff}} \sin(\tilde{\theta}_2) \dots\dots\dots (3.3)$$

この等価屈折率を利用して全反射型浮上量センサの浮上量と反射率の関係を求め, 等価屈折率を用いないで厳密に計算した結果と比較した。求めた等価屈折率を表3.2に, 浮上量と反射率の関係を図3.5に示す。

表 3.2 等価屈折率

等価屈折率	
実部	虚部
1.20	-2.07

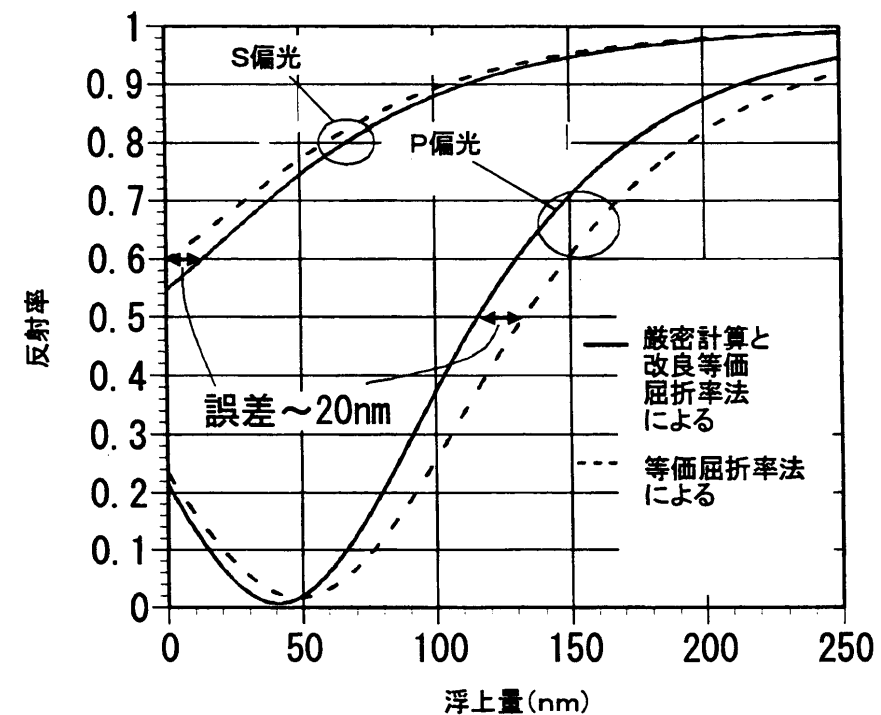


図 3.5 浮上量と反射率の関係

センサ部と隙間(空気層)の境界面での入射角は $55^\circ$ , センサ部の屈折率は1.6と仮定した\*。実線は厳密な計算によるもの, 破線は等価屈折率を用いたものである。等価屈折率を用いると, 反射率曲線はS偏光で左側に, P偏光で右側にず

\* 入射角と屈折率は, 実際に製作した全反射型浮上量センサに近い値に設定した。

れる。その量は誤差に換算して20nm程度で、測定すべき浮上量30～100nmに対して無視できない大きさである。この原因として次の2つが考えられる。

- (1) 磁気ディスクの反射率は多層膜の各層の境界面での反射率を積み上げた結果得られるものである。当然反射率は各層の境界面への入射角の関数となる。ところが、この入射角は浮上量センサと等価屈折率を求めた場合とは異なっている。センサ部の屈折率(=1.6)と入射角(55°)から(3.1)式の一定値(以後c値と呼ぶ)を求めると $c = 1.311$ となる。一方、等価屈折率を求める場合の設定(空気中で入射角70°)では $c = 0.940$ となる。
- (2) 等価屈折率法は、P偏光、S偏光に対する反射係数が物質の屈折率の関数として(2.3)式～(2.6)式で与えられることを前提とし、反射係数の比から等価屈折率を求めるものである。これらの式は単一の物質に対して成立するもので層構造を持つものに対して成立する保証はない。

### 3.4 等価屈折率法の改良

上記誤差の発生原因を考慮すると、等価屈折率は入射角と屈折率によって決まるc値をセンサと同じに保った状態で、さらに偏光も一定に保って求める必要がある。そこで予めセンサのc値を求めておき、それを保つ入射角でのP偏光(あるいはS偏光)に対する複素反射率を求め、この複素反射率を与える等価屈折率を計算する。この方法で各偏光に対して求めた等価屈折率を用いセンサの特性(浮上量と反射率の関係)を求めると、最初の条件(偏光、入射角、センサ部の屈折率)を崩さない限り厳密な計算と同じ結果が保証される。この等価屈折率法の有効性を表3.1に示したディスクを用いてシミュレーションで確認した。まず、決まった入射角について、P偏光とS偏光に対する複素反射率を(2.1)式～(2.9)

式を用いて求め、つぎにこれらの反射率に対応する等価屈折率を(2.3)式と(2.7)式、または(2.4)式と(2.7)式から偏光ごとに区別して求めた。求めた等価屈折率を表3.3に示す。等価屈折率を用いて求めた浮上量と反射率の関係は、当然ではあるが膜構造を考慮して計算した特性(図3.5の実線)と完全に一致する。

表 3.3 偏光別等価屈折率

偏光	屈折率	
	実部	虚部
P	1.445	-2.110
S	1.102	-1.662

ここで、上述のように偏光、入射角を決めて求めた等価屈折率は入射角が微小量ずれた場合でも有効であることを述べておく。すなわち、等価屈折率計算の基となる反射係数を考えると、反射係数は入射角と等価屈折率の関数である。これを

$$\tilde{r} = \tilde{r}(\theta, \tilde{n}_{\text{eff}}) \dots\dots\dots (3.4)$$

で表す。入射角が $\Delta\theta$ ずれたときの反射係数の変化分を $\Delta\tilde{r}$ とすると

$$\Delta\tilde{r} = \frac{\partial\tilde{r}}{\partial\theta}\Delta\theta + \frac{\partial\tilde{r}}{\partial\tilde{n}_{\text{eff}}}\Delta\tilde{n}_{\text{eff}} \dots\dots\dots (3.5)$$

で表される。ここで第1項は入射角ずれによる直接的な反射係数のずれを表す項、第2項は(入射角ずれによる)等価屈折率変化に起因する反射係数のずれを表す項である。従って、反射係数を等価屈折率に換算すれば、少なくとも入射角変化による直接的な反射係数の変化には対応可能であり、反射係数=一定( $\Delta\tilde{r} = 0$ )とするより有利であると予想される。実際、前節で用いた磁気ディスクモデルによって等価屈折率の有効性をシミュレーションで示す。図3.6に入射角が55°の場

合に、入射角  $56^\circ$  に対する等価屈折率を用いたことにより発生する測定誤差（入射角  $55^\circ$  に対する等価屈折率  $n_{\text{eff}}|_{\theta=55^\circ}$  を用いて計算したセンサ特性と、入射角  $56^\circ$  に対する等価屈折率  $n_{\text{eff}}|_{\theta=56^\circ}$  を用いて計算したセンサ特性のずれを浮上量測定誤差に換算した値）を求めて細実線で示す。また、太実線で入射角  $55^\circ$  に対する反射率、 $r_p|_{\theta=55^\circ}$  が入射角  $56^\circ$  に対する反射率、 $r_p|_{\theta=56^\circ}$  と等しいとして計算した測定誤差も示す。前者の場合、発生する誤差は角度ずれ  $1^\circ$  † に対して  $0.5\text{nm}$  以下であり、後者の反射率＝一定を仮定した場合の誤差の約  $1/4 \sim 1/6$  である。これは、等価屈折率の変化に起因する反射係数の変化（第2項）が、入射角変化による直接的な反射係数の変化（第1項）に比べて小さいことに起因している。従って、入射角が変化しても、変化量が微小であれば、変化前の入射角に対する等価屈折率をそのまま利用してもそれによる誤差は少ない。

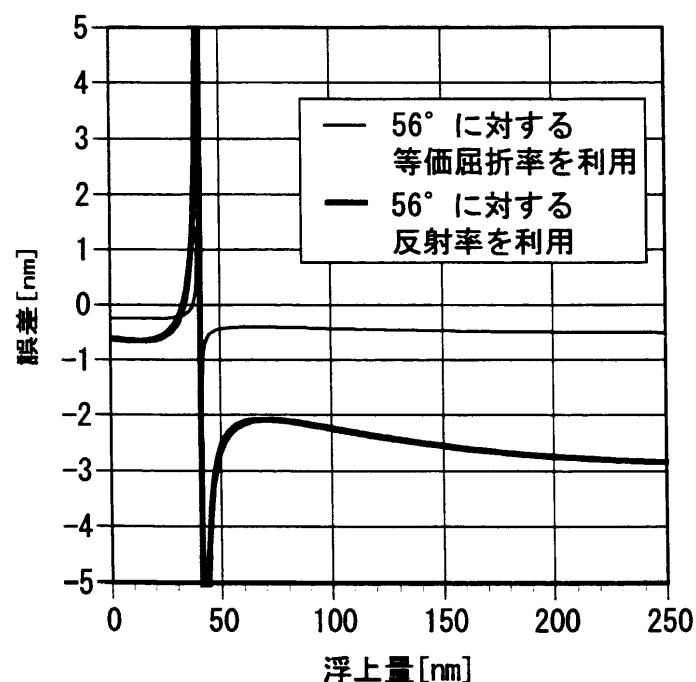


図 3.6 入射角の変動で発生する誤差

† この値は非常に大きい。実際の角度ずれは  $0.1^\circ$  以下と考えられる。

### 3.5 等価屈折率の実測と浮上量測定への適用

#### 3.5.1 磁気ディスクの等価屈折率の測定原理

図3.5に示したようにセンサの感度が高いので浮上量測定にはP偏光を用いることとして、P偏光に対する等価屈折率を求めた。実験の構成を図3.7に示す。レーザ光源出射光のビーム径をビームエキスパンダによって拡大し、偏光子を用いてP偏光成分を選択する。光は、磁気ディスク表面にその凸面がディスクと接するように設置した平凸レンズに裏側からプリズムを介して入射させる。このとき、レンズとディスクの隙間  $d$  は

$$d = \frac{x^2}{2R} \dots\dots\dots (3.6)$$

で与えられる。ここに  $R$  はレンズの曲率半径、 $x$  は接触点からの距離である。等価屈折率は、隙間と反射率の関係を用いて反射光量分布から求めることができる。平凸レンズの屈折率  $n_0$  はセンサ部の屈折率とは異なるので、入射角を次式が満足されるように設定する。

$$n_0 \sin \theta_0 = c \dots\dots\dots (3.7)$$

ここに、 $c$  は全反射型センサの屈折率と入射角から決まる定数である。入射角をこのように定めると、空気層とディスクとの境界面の反射係数  $\tilde{r}_{p23}$  は全反射型センサの構成の場合と一致する。レンズと空気の境界での反射係数  $\tilde{r}_{p12}$  は一致しないが(2.3)式、(2.7)式を利用してレンズの屈折率と入射角から計算で求めることができる。したがって、総合的な反射率を等価屈折率と隙間の関数として求めることが可能である。(2.3)式、(2.5)式の  $\tilde{r}_{p12}$ 、 $\tilde{r}_{p23}$  を絶対値と偏角で表して



$$\tilde{r}_{p12} = \exp \delta_{12} i \dots\dots\dots (3.8)$$

$$\tilde{r}_{p23} = r_{p23} \exp(\delta_{23} i) \dots\dots\dots (3.9)$$

を得る。これらを (2.10) 式に代入し絶対値の 2 乗を計算するとパワー反射率として次式を得る。

$$R_p = \frac{1 + r_{p23}^2 \exp(-2\delta) + 2r_{p23} \cos(\delta_{12} - \delta_{23}) \exp(-\delta)}{1 + r_{p23}^2 \exp(-2\delta) + 2r_{p23} \cos(\delta_{12} + \delta_{23}) \exp(-\delta)} \dots\dots\dots (3.10)$$

ここに、 $\delta$ は

$$\delta = \frac{4\pi d}{\lambda} \sinh \theta_2 \dots\dots\dots (3.11)$$

$$\theta_2 = \text{Im}(\tilde{\theta}_2) \dots\dots\dots (3.12)$$

で与えられる。パワー反射率  $R_p$  は、

$$\delta = \ln(r_{p23}) \dots\dots\dots (3.13)$$

において最小値

$$R_p = \frac{1 + \cos(\delta_{12} - \delta_{23})}{1 + \cos(\delta_{12} + \delta_{23})} \dots\dots\dots (3.14)$$

をとる<sup>†</sup>。 $\delta_{12}$ は既知であるから  $\delta_{23}$  は上式を用いて反射率の最小値から求めることができる。また、 $r_{p23}$ は、 $\tilde{\theta}_2$ が既知であるので、最小値を与える隙間  $d$ から (3.11), (3.12), (3.13) 式を用いて求めることができる。等価屈折率は  $r_{p23}$ ,  $\delta_{23}$  から求めることができる。

<sup>†</sup> 反射率が (3.13) 式で与えられる  $\delta$  で最小値をとるということは  $r_{p23} > 1$  であることを示している。反射率が 1 以上となることは一見妙であるが、これについては第 4 章で述べる。

### 3.5.2 等価屈折率の測定

反射率を求めるためには入射光量と反射光量を測定する必要がある。そこで、実験では最初に接触点を含む 2 次元的な反射光量分布を求めた。そして、次に、プリズム、平凸レンズ、磁気ディスクの光ビームに対する相対位置をステージによって紙面に垂直方向にずらすことにより、観測領域で十分な隙間ができるようにして全反射を発生させた。このときの光量分布を求め、先に求めた反射光量を除して反射率を求めた。

得られた画像を図 3.8 に示す。ここで (a) は接触点が画面内に存在する。(b) は全反射の状態である。図のイメージの白線部のラインデータを図 3.9 に太線で示す。イメージには干渉雑音が含まれている。雑音を低減するためライン方向に数点の移動平均をとることを考える。この方法は雑音の周波数が信号の周波数より大きいとき有効であるが、信号成分が急激に変化する図 3.9(a) の A の領域には適用できない。干渉雑音は光がプリズムとレンズの境界面を通過するときが発生し、その大きさは光の強さに比例することを考慮すると、反射光量の小さい A の領域では干渉雑音は元々小さいと考えられる。そこで、領域 A 以外では移動平均による雑音の低減を図り、領域 A 内ではデータを未処理で利用することとした。この処理結果を細線で示す。図 3.9(a), (b) のデータから計算した反射率を図 3.10(a) に示す。太線は生データから、細線は処理データから計算したものである。反射率の最小値は 2.5%、二つの最小値間の距離は 0.587mm であった。この距離を隙間に換算すると 18.7nm となる。これから  $r_{p23}$ ,  $\delta_{23}$  を求め、更に等価屈折率を求めた。その結果を実験条件と共に表 3.4 に示す。逆に、図 3.10(b) に求めた等価屈折率から反射率を理論的に求めて実測生データと重ねて示す。反射率の低い範囲では非常によく一致している。右端で実験値との差が出たのはそこでの干渉ノイズが大きいからと考えられる。

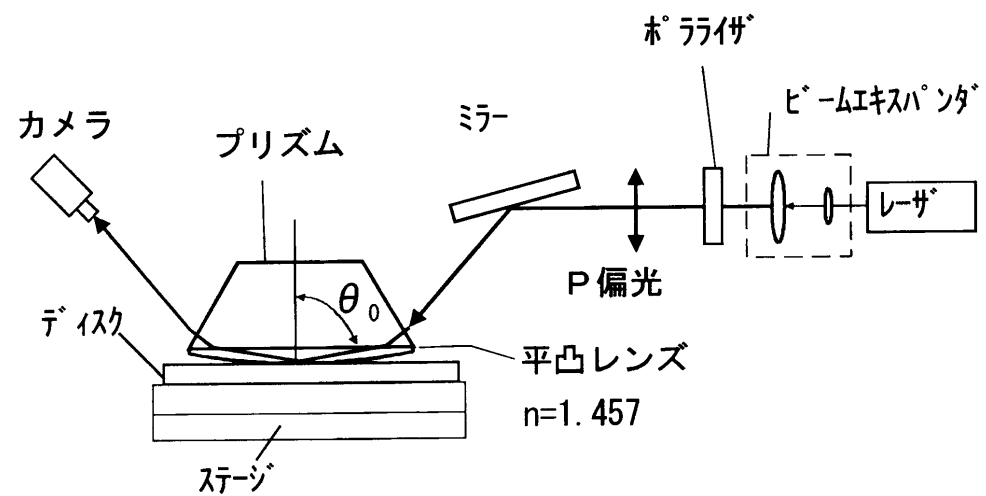


図 3.7 実験の構成

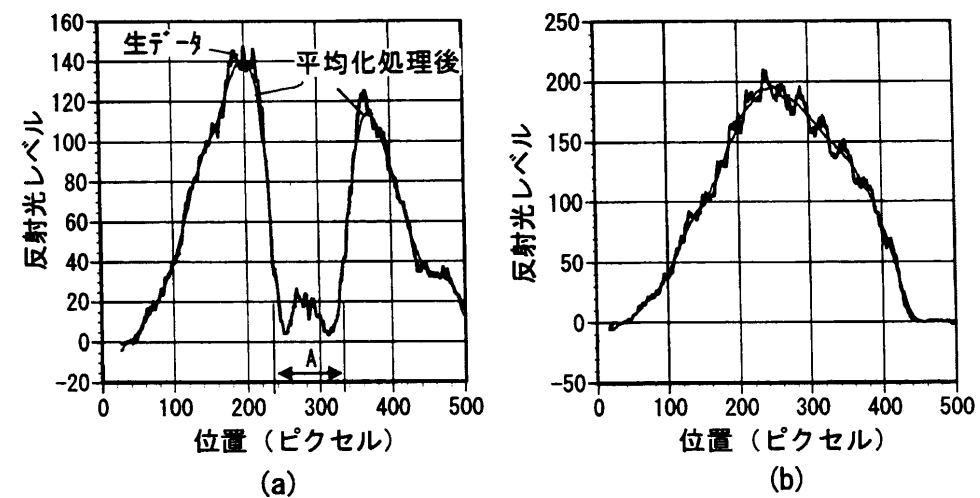


図 3.9 反射光量分布ラインデータ

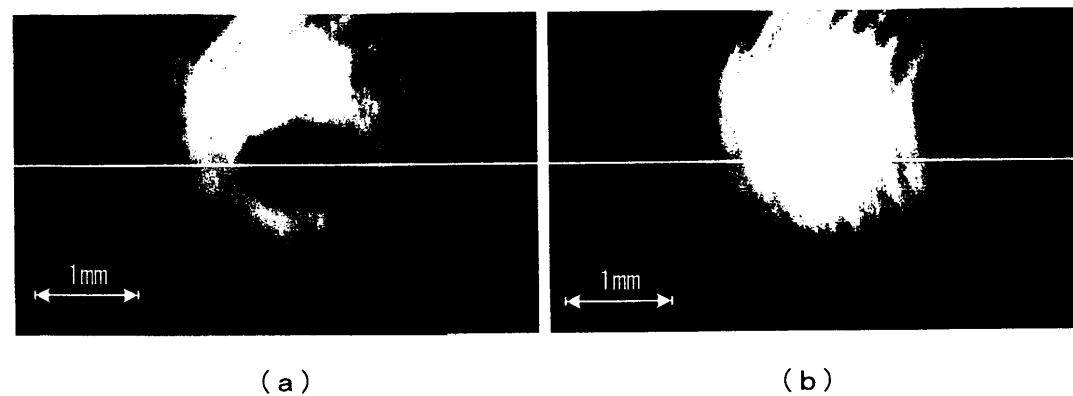


図 3.8 反射光量分布

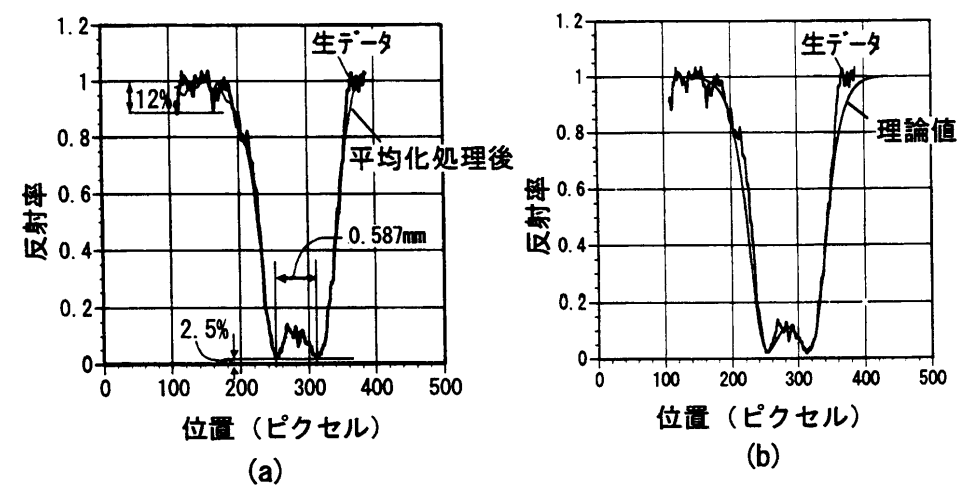


図 3.10 反射率ラインデータ

表 3.4 測定条件と等価屈折率

磁気ディスクの等価屈折率	3.077- 2.523 i
平凸レンズ曲率半径	2300mm
平凸レンズの屈折率	1.457
入射角 $\theta_0$	65.5°
C値	1.326
偏光	P
波長 $\lambda$	632.8nm

### 3.5.3 測定結果の検討

次に、本実験の精度を評価する。最初に、実験に用いた光学素子の精度とその影響を検討し、その後実験精度を検討する。

実験に用いた光学素子の中でプリズムに光が入射するまで、あるいは出射後に通過する光学素子はビームの波面収差に若干の影響を与えるだけであるのでその影響は無視できる<sup>§</sup>。一方、プリズム、平凸レンズの精度は実験結果に直接影響を及ぼすので検討が必要である。

まず、プリズムを検討する。プリズムの精度にはプリズムを構成する各面の精度と各面のなす角度の精度がある。このうち面精度は、透過光の波面に若干の影響を与えるだけで実験結果に影響を与えない。角度精度は入射角の設定精度に直接

<sup>§</sup> 実験に用いた光に波面収差があっても、直接的には反射率には影響しない。もちろん、光の進行方向が変化するほど波面収差がある場合は別であるが、本実験で用いた光学素子では透過光あるいは反射光に発生する波面収差はそれぞれ $\lambda/10$ 以下であり問題ない。

影響を及ぼす。しかし、プリズムの各面相互の角度誤差（公称値）は $10''=1/360^\circ$ 以下で、プリズムを通過することで発生する入射角度のずれは同程度かそれ以下であるからこの影響も無視できる。この後の検討（72 ページ）によれば入射角が $1/360^\circ$  ずれたとしても求めようとしている等価屈折率には影響がない。

平凸レンズの精度としては、平面の面精度と凸面の面精度を検討する必要がある。平面の面精度はプリズムその他の素子の場合と同じく実験結果に影響を与えない。一方、凸面の精度は磁気ディスクとの隙間そのものの誤差に関係する。本レンズの凸面の面精度は、球面の半径の誤差が2.5%である（公称値）。球面半径誤差とはレンズの球面半径の設計値とのずれである。ここで、球面半径誤差と通常平面の評価に使用される「面精度（面誤差）」の関係を検討する。球面に対して面精度を考慮し、平面との隙間を与える(3.6)式に半径誤差 $\Delta R$ と面誤差の項を付け加えると次式を得る。

$$d = \frac{x^2}{2(R + \Delta R)} + \eta x^2 \dots\dots\dots (3.15)$$

ここで、面誤差は滑らかであると仮定して $x$ の2次関数で表した。面誤差として、容易に達成される程度の値、直径 $\phi 30\text{mm}$ に対して $\lambda/4=160\text{nm}$ を仮定すれば $\eta = 7 \times 10^{-7}$ となるが、これは(3.15)式において $\eta = 0$ 、 $\Delta R = -7.5\text{mm}$ としたのと等しい。 $\Delta R = -7.5\text{mm}$ は $R = 2300\text{mm}$ に対して僅か0.3%の割合であり、いわゆる「面精度」は球面の場合、半径誤差に隠れてしまう<sup>¶</sup>。従って、後の検討では半径誤差の影響のみを考察する。

これ以降では等価屈折率の測定精度を検討する。まず、反射率最小値の測定誤差を考える。全反射が起こり理論的反射率が1となる領域におけるデータから求めた反射率誤差は12%である。従って、反射率が最小(2.5%)となる付近での誤差

<sup>¶</sup> 誤差が滑らかというのが重要である。滑らかさのため面誤差と半径誤差の区別が不要になる。

は、干渉雑音が光量に比例することから0.3%と推定される。実験に用いたCCDカメラの分解能は0.5%に相当するので総合誤差は0.8%となる。

次に、反射率最小を与える隙間の誤差を検討する。反射率最小を与える隙間の誤差は0.9nm（内訳はレンズの曲率半径誤差に起因するもの：0.46nm，極小発生位置分解能に起因するもの：0.44nm）である。これらの誤差を入れて浮上量と反射率の関係を計算すると、反射率誤差+0.8%と隙間誤差-1nmまたは反射率誤差-0.8%と隙間誤差+1nmの組み合わせで発生する測定誤差が最大となり、その大きさは2.9nmであった（5.4.2参照）。

また、先のシミュレーションでは、等価屈折率の入射角依存性は入射角の微小変化に対しては無視できることが予測されたが、これを実験的に確認した。凸レンズ（石英）中での入射角を $65.5^\circ$ から $0.15^\circ$ 変化させ $65.65^\circ$ における等価屈折率を同様にして求めた。反射率は入射角変化前と同じくギャップ18.7nmで最小2.5%となり、このときの等価屈折率は $3.073 - 2.544i$ であった。等価屈折率測定時の入射角変動 $0.15^\circ$ は、スネルの法則（ $c$ 値＝一定）の条件から、センサ導光部（アルミナ膜）中では $0.1^\circ$ の入射角変動に相当する。したがって上記屈折率は $56.2^\circ$ の入射角（媒質：アルミナ膜）での等価屈折率である。図3.11に、この等価屈折率を、アルミナ膜中の入射角が $56.1^\circ$ のときに適用した場合に発生するセンサ特性のずれを測定誤差に換算して示す。誤差は浮上量0～250nm（浮上量18.7nm付近を除く）において0.2nm以下、浮上量範囲30～100nmでは0.1nm以下である。一方、浮上量センサに関わる実験に際して設定角の誤差は $0.1^\circ$ 以下に抑えたので、等価屈折率の角度依存性は無視できる。

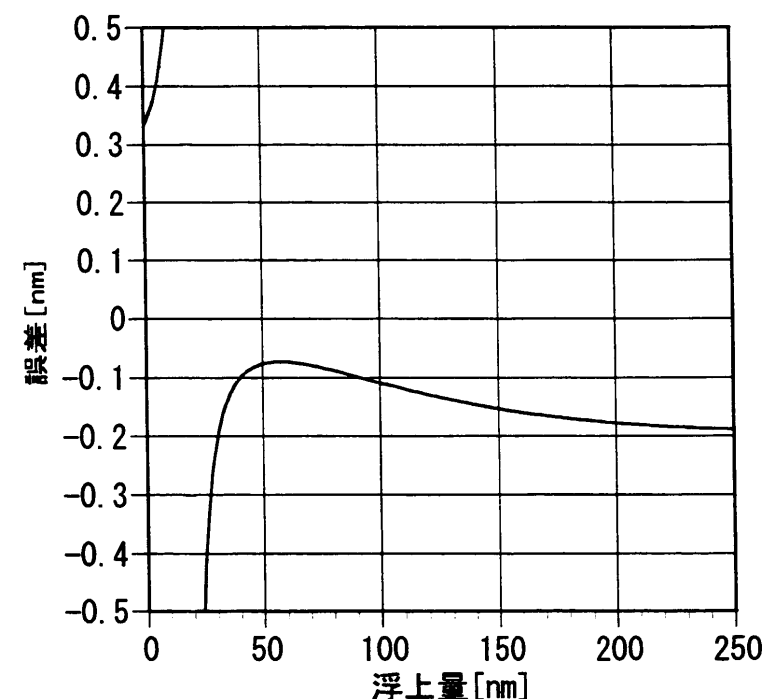


図 3.11 等価屈折率の角度依存性の影響

### 3.5.4 浮上量測定

つぎに、求めた等価屈折率を用いて実際にディスク上のスライダ浮上量を測定した。スライダは第2章のものをを用いた。このスライダの浮上特性（スライダ・ディスク相対速度と浮上量の関係）は校正済みで、ディスク回転数を制御することによって既知の浮上量を与えることができる。浮上量測定実験の構成、テスト条件も第2章と同じである。実験結果を図3.12に示す。ここで、図の反射率実測

値は、各スライダについて、浮上量およそ150nmにおける反射光量が、同一浮上量に対応する理論的反射率に一致するように反射光量実測値を規格化したもの<sup>Ⅱ</sup>である（センシング部とセラミック部の段差は考慮済み）。実線は測定した等価屈折率から求めた反射率である。図3.12の浮上量と反射率の関係をみると、実験データが得られなかった20～70nmの浮上量範囲でもセンサが測定感度を有することが分かる。セラミック部からの段差8nmとディスクのテクスチャ数nmを考慮すると本センサは接触する直前まで機能すると考えられる。図3.13はディスクの回転数から求めたスライダ浮上量（光干渉式浮上量テストで測定）を横軸に、本センサとの測定値の差を縦軸にとったものである。第5章の結果を用いて等価屈折率測定誤差、反射率測定誤差などに起因する浮上量測定誤差の範囲を求めて限界を図中に実線で示した。光干渉型浮上量テストと全反射型浮上量センサの測定値の差は2.5nm以下で良く一致している\*\*。

Ⅱ 反射率の絶対値を求めるには、例えば機械的にスライダを持ち上げディスクと浮上量センサの間隔を広げ全反射状態を発生させ、このときの反射光量で反射光量を規格化する方法が考えられる。しかし、スライダを機械的に持ち上げると、スライダの位置が水平面内でずれセンサへの入射光量が変化するので正確に全反射光量を測定することは困難であるのでこの方法はとらなかった。よく設計された専用の装置を製作すればこの方法も可能と考えられる。

\*\* 横軸の値も誤差を含んでいる。測定に用いた光干渉式浮上量テスト (DFHT Phasemetrics 社) の測定再現性は2.5nm（公称値）である。

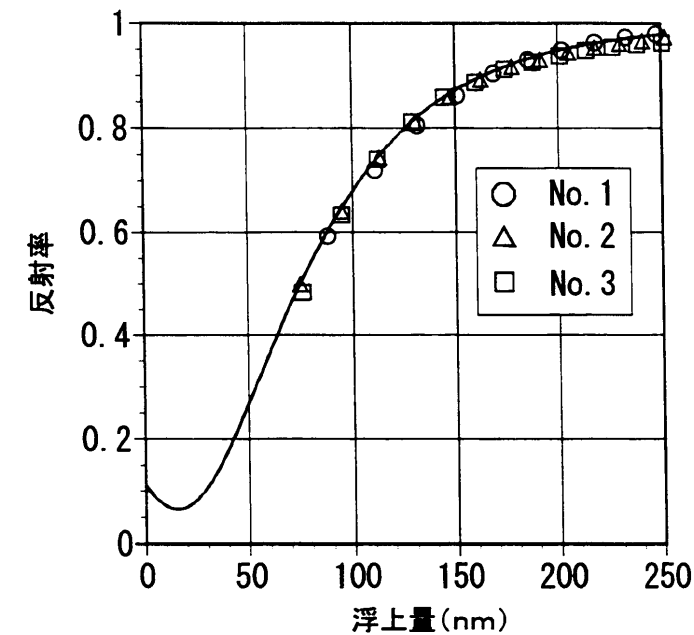


図 3.12 浮上量と反射率の関係

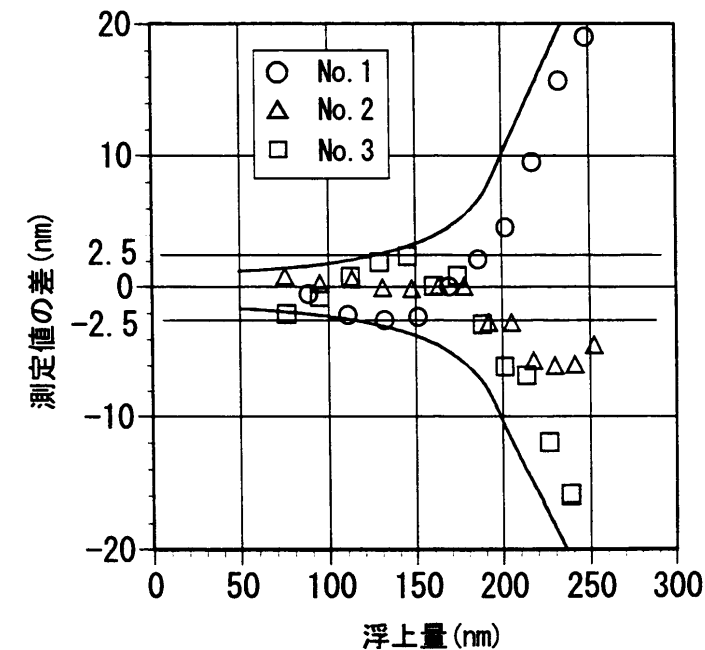


図 3.13 測定値の差

### 3.6 分解能

図3.14の設定で浮上量センサの分解能を測定した。磁気ディスクを切り出し中央部を周辺部より僅かに凸となるよう固定しこれをPZTに固定した。原理を図3.15に示す。図において、ディスクの等価屈折率は実測値を用いた。反射率が最大反射率（ $\sim 1$ ）の半分となるA点付近が浮上量センサの代表的な感度を持つと考えられる。そこで、図3.14のZステージ、及びPZTの直流印加電圧を調節して動作点をA点に設定し、既知の微小変位を与え、このときのセンサの出力変化から分解能を求めた。

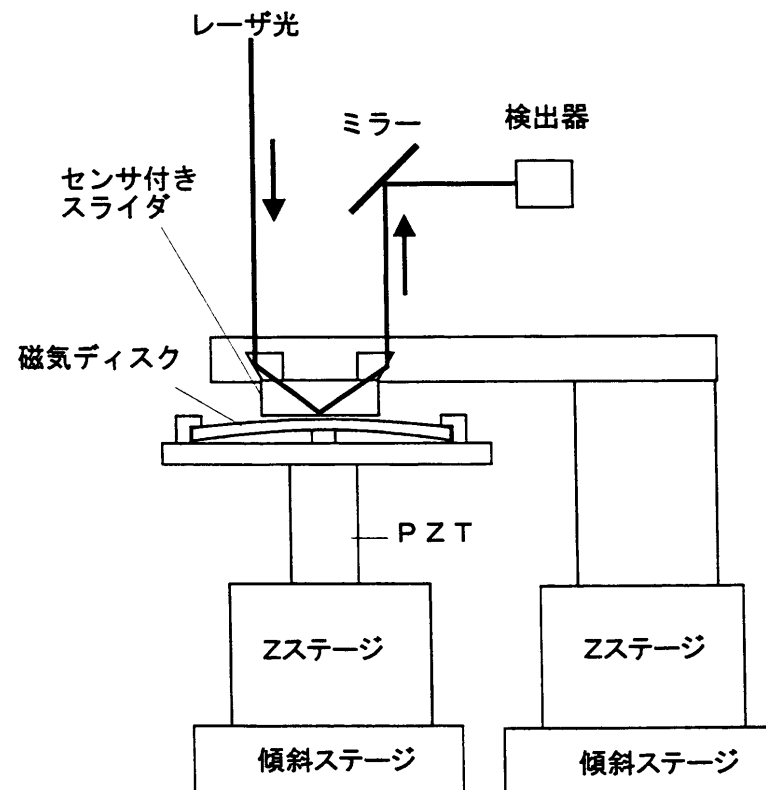


図 3.14 分解能測定の設定

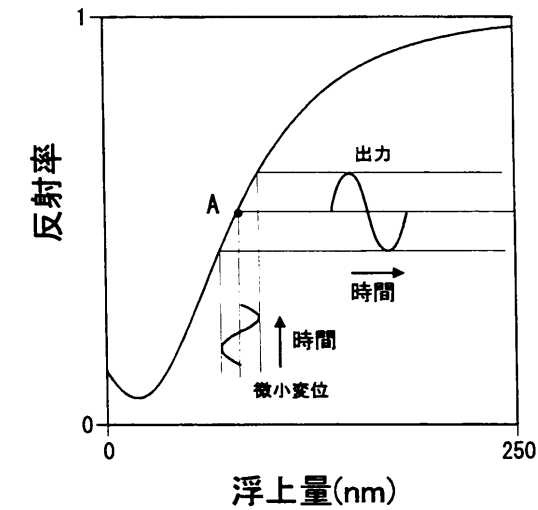


図 3.15 分解能測定原理

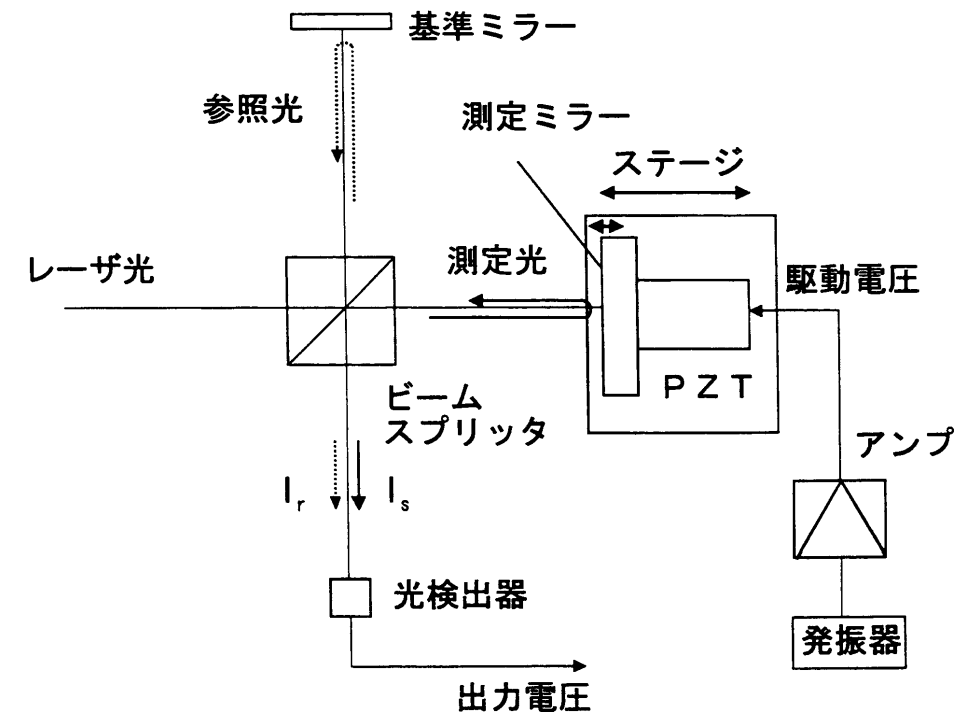


図 3.16 PZT感度測定実験装置

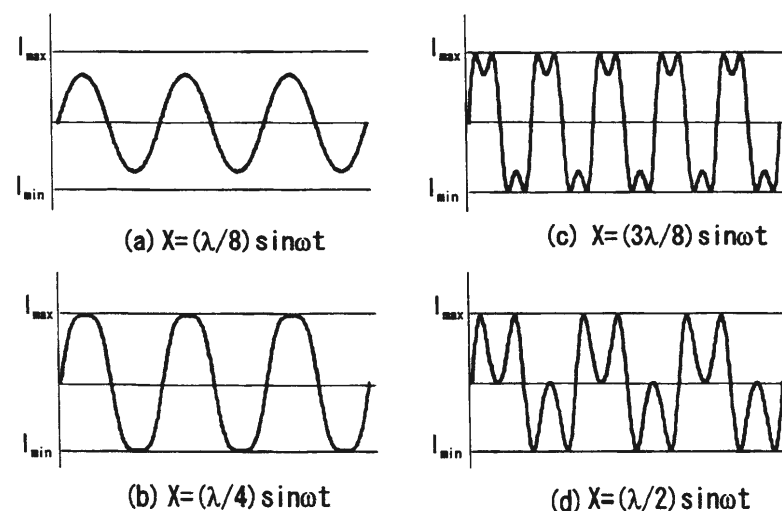
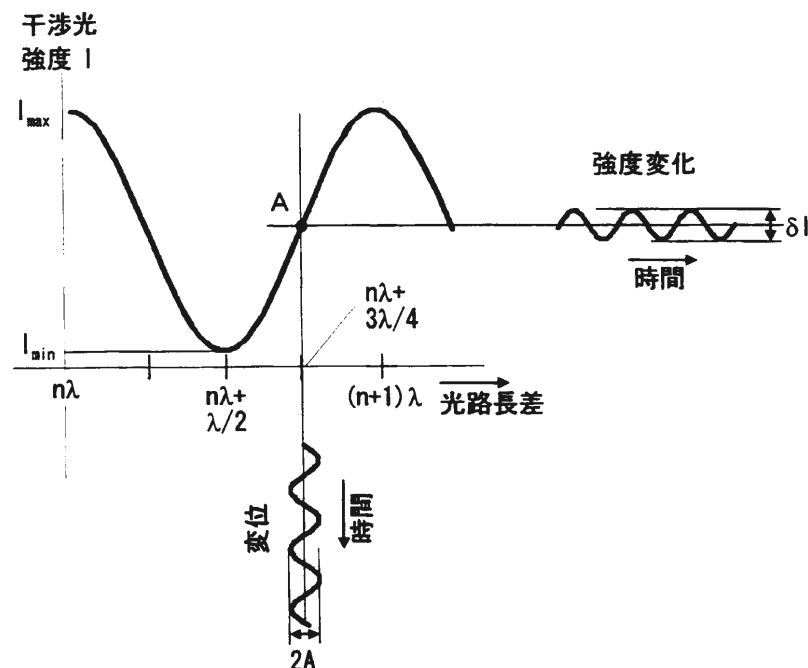


図 3.17 P Z T 感度測定原理

まず、実験に用いた P Z T の感度=(変位)/(印加電圧)の測定について述べる。

P Z T 感度の測定は光の干渉を利用して行った。実験装置を図 3.16 に、原理を図 3.17 示す。図 3.16 において、レーザ光 (He-Ne) をビームスプリッタで 2 分割し、一方を基準ミラー、他方を測定ミラー (P Z T に固定) に照射し、その反射光を再度ビームスプリッタで重ね合わせて光検出器に導く。このようにすると、測定光と基準光の干渉により図 3.17 に示すように両ビームの光路差に応じて受光強度が変化する。そこで光路長差が波長の整数倍 + 3/4λ となる A 点にくるように P Z T を載せたステージの位置を調節し、その位置で P Z T に交流信号を印加する。受光強度は交流信号の大きさ、すなわち、P Z T の振幅に応じて図 3.17(a)~(d) に示すような強度変化を示す。P Z T が印加電圧に対して線形に変位するのであれば干渉信号が (d) の状態になるときの印加電圧 (振幅 λ/2 に対応) から感度=(変位)/(印加電圧)を求め、これから分解能検証のために微小振幅、例えば 0.5nm の振幅で P Z T を振動させるため必要な電圧を直ちに知ることが可能である。しかし、一般にはヒステリシスが存在して感度は印加電圧に依存する。そこで、次の方法で微小振幅に対する感度を求めた。最初に P Z T を (d) の状態で振動させて干渉信号の最大値  $I_{\max}$  と最小値  $I_{\min}$  を実験で求める。次に振幅 (片振幅) を 0.5nm としたときの干渉信号の振幅 (片振幅)  $\delta I/2$  を理論的に求める。最後に、求めた振幅を発生させるに必要な P Z T 印加電圧を実験で求める。

実験結果を図 3.18 に示す。P Z T の振幅と干渉光強度の関係は次式で表される。

$$I = I_r + I_s + 2\sqrt{I_r I_s} \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda}(A \sin \omega t + \Delta L)\right) \dots\dots\dots (3.16)$$

$$I_{\max} = I_r + I_s + 2\sqrt{I_r I_s} \dots\dots\dots (3.17)$$

$$I_{\min} = I_r + I_s - 2\sqrt{I_r I_s} \dots\dots\dots (3.18)$$

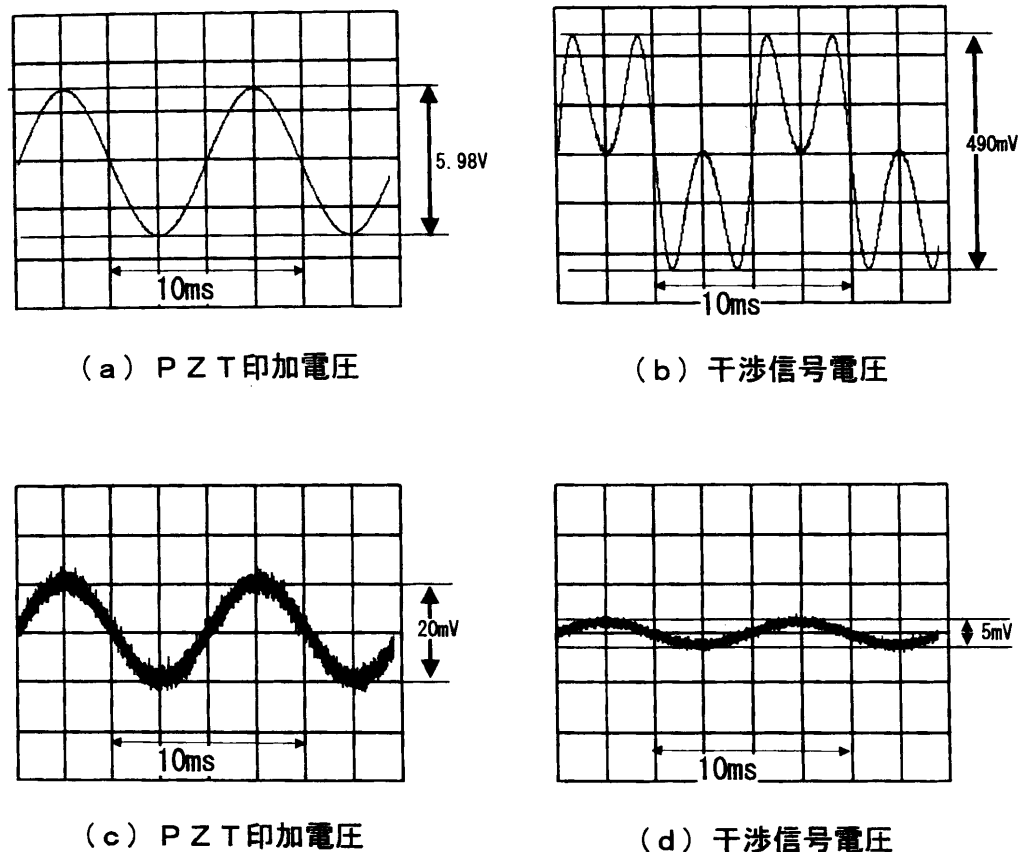


図 3.18 P Z T 感度測定結果

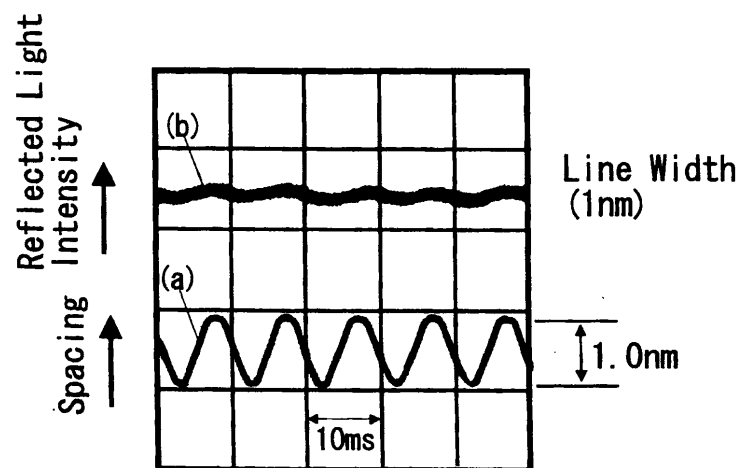


図 3.19 分解能測定結果

光路差を調節し動作点を A 点にとったとき上式は

$$I = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{2} \sin\left(\frac{4\pi}{\lambda} A \sin \omega t\right) \dots\dots\dots (3.19)$$

となる。従って、(a) の状態の時の干渉光の振幅を  $\delta I/2$  とすると P Z T の振幅は

$$A = \frac{\lambda}{4\pi} \sin^{-1}\left(\frac{\delta I}{I_{\max} - I_{\min}}\right) = \frac{\lambda \delta I}{4\pi(I_{\max} - I_{\min})} \dots\dots\dots (3.20)$$

で与えられる。逆に振幅  $A$  を与えたとき  $\delta I$  は

$$\delta I = \frac{4A\pi(I_{\max} - I_{\min})}{\lambda} \dots\dots\dots (3.21)$$

で与えられる。図 3.18 (a), (b) から  $(I_{\max} - I_{\min})$  は 490mV に相当する。これから (3.21) 式を用いて振幅  $A=0.5\text{nm}$  に相当する  $\delta I$  を求めると 5mV となる。そこで  $\delta I=5\text{mV}$  に対応する P Z T 印加電圧は (c), (d) から振幅で 10mV ( $20\text{mV}_{\text{pp}}$ ) であることがわかる。

上記 P Z T の動作点を A 点に設定し、微小変位を与え、このときのセンサの出力変化を求めた結果を図 3.19 に示す。(a) は P Z T 印加電圧で P Z T の感度から振幅  $1\text{nm}_{\text{pp}}$  に相当する。このときのセンサ出力は (b) となった。これから振幅 1nm は十分検出可能と考えられる。

### 3.7 まとめ

全反射型浮上量センサの特性は、ディスクの光学特性に依存する。このため従来は、ディスクを構成する各層をシリコン基板上にディスク製作時と同一条件で成膜し、このサンプルを用いて膜厚、屈折率を求め、それからディスク全体としての光学特性を理論的に計算していた。しかし、この方法は手間がかかる上、サンプルの膜厚、屈折率が必ずしも実物と同一とならず誤差が発生する問題があっ



た。そのため、多層膜構造をもつ磁気ディスクを等価屈折率を持つ単一の物質に置き換える等価屈折率法をシミュレーションで検討し、以下の結論を得た。

- (1) 磁気ディスクの等価屈折率として単純にエリプソメータ方式で求めた値を利用すると測定したい浮上量と比べて無視できない測定誤差が生じる。
- (2) この誤差は等価屈折率を測定するときに、偏光と入射角を実際のセンサと合わせるにより取り除くことが可能である。

上記結果に基づき、磁気ディスクに平凸レンズの凸面を接触させ、レンズの反対側平面に固定したプリズムから全反射条件(2)を満たすように光を入射させ、レンズとディスクの隙間と反射光量の関係から磁気ディスクの等価屈折率を求める方法を検討した。更に、実際に求めた等価屈折率で浮上量測定を行い次の結論を得た。

- (3) 等価屈折率を利用した実際のディスク上でのスライダ浮上量測定値と従来の光干渉測定法での測定値の差は測定範囲70~150nmにおいて2.5nm以下である。
- (4) 全反射型浮上量センサは70nm以下の浮上量測定にも適用可能である。
- (5) 全反射型浮上量センサの分解能は1nm以上である。

## 参考文献

- [1] Bashara, N.M., Peterson, D.W.: Ellipsometer Study of Anomalous Absorption in Very Thin Dielectric Films Evaporated Metals, Journal of Optical Society of America, Vol.56, No.10, pp.1320-1331(1966-10).
- [2] 木下和人, 森貞雄, 菅原弘之: 光集積化浮上量センサとその特性, 日本機械学会論文集 C, Vol.60, No.576, pp.2554-2559(1994).
- [3] 東圭子, 保科茂, 伊藤淳, 大坪康郎: 保護膜付きスライダ浮上量測定誤差の検討, IIP'95 講演論文集, pp.11-12(1995-8).

## 第4章 間隙における

### エネルギーの流れ

#### 4.1 緒言

本章では全反射型浮上量センサの動作をエネルギーの流れの観点から考察する。センサ動作時には、センサ端面にディスクが存在することにより全反射状態が不完全になり、センサ側からディスクへ光が漏れている。この不完全な全反射状態でのエネルギーの流れは、本センサの動作の基本原理に関するので章を設けて明らかにする。

最初に、空間を伝搬する光のエネルギーの流れを表すポインティングベクトルを導入し、これを使用して光が屈折率の異なる媒質の境界面で反射、屈折する際のエネルギー流れを調べ、全反射状態、及び吸収性の物質中でのエネルギー伝搬を明らかにする。次に、全反射が不完全な場合（＝センサが動作している状態）の、センサ部、及びセンサ部とディスクの間でのエネルギー流れを解明する。

#### 4.2 平面波とエネルギーの流れ

光は電磁波の一種（可視光は波長が約400nm～650nmの電磁波）であり、その振る舞いは電気ベクトル、磁気ベクトルに対する次のマクスウェルの方程式で記述される。

$$\text{rot}\mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \dots\dots\dots (4.1)$$

$$\text{div}\mathbf{E} = 0 \dots\dots\dots (4.2)$$

$$\text{rot}\mathbf{H} = \sigma\mathbf{E} + \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \dots\dots\dots (4.3)$$

$$\text{div}\mathbf{H} = 0 \dots\dots\dots (4.4)$$

ここに、 $\mu_0$ は透磁率、 $\epsilon$ は誘電率、 $\sigma$ は導電率である。

まず吸収のない物質（屈折率 $n = \epsilon^2$ ）の媒質中を進行する平面波を考える。マックスウェルの方程式を満たす平面波（電気ベクトル、磁気ベクトル）はそれぞれ次式で表現される。

$$\mathbf{E} = \mathbf{u}_e E_0 \exp[i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})] \dots\dots\dots (4.5)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{u}_h H_0 \exp[i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})] \dots\dots\dots (4.6)$$

ここに、 $\mathbf{u}_e, \mathbf{u}_h$ は、それぞれ電気ベクトル、磁気ベクトルの振動方向を示す単位ベクトル、また、 $E_0, H_0$ はそれぞれ電気ベクトル、磁気ベクトルの複素振幅である。 $\mathbf{k}$ は波数ベクトルで、その絶対値は屈折率 $n$ を用いて $k_0 n = (2\pi/\lambda_0)n$ 、方向は波面法線方向を向いている。 $\mathbf{u}_e, \mathbf{u}_h, \mathbf{k}$ は図4.1に示すように互いに直交するベクトルである。

また、この平面波によるエネルギーの流れはポインティングベクトル(Poynting Vector)

$$\mathbf{S} = \text{Re}[\mathbf{E}] \times \text{Re}[\mathbf{H}] \dots\dots\dots (4.7)$$

によって表される。ポインティングベクトルの方向はエネルギーの流れの方向で、その大きさはそれと直交する単位面積を単位時間に横切るエネルギー量を表し、その方向は波数ベクトルの方向と一致する。ここで、ポインティングベクトルの計算において電気ベクトル、磁気ベクトルが複素表示されているので、それぞれの

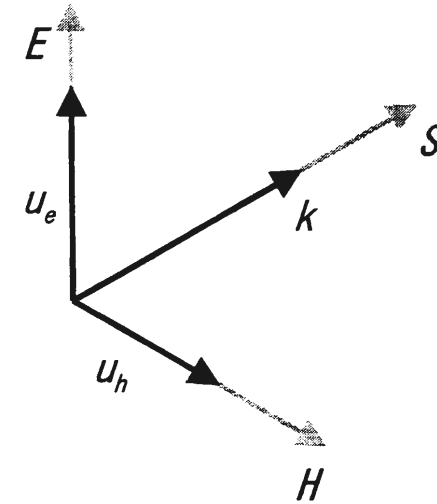


図 4.1 ベクトルの関係

実部をとってからベクトル積を求める。 $z$ 軸正方向に進む平面波を例にとると波数ベクトルは

$$\mathbf{k} = (0, 0, k_0 n) \dots\dots\dots (4.8)$$

で与えられる。これを(4.5)式、(4.6)式に代入して

$$\mathbf{E} = \mathbf{u}_e E_0 \exp[i(\omega t - k_0 n z)] \dots\dots\dots (4.9)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{u}_h H_0 \exp[i(\omega t - k_0 n z)] \dots\dots\dots (4.10)$$

さらに(4.7)式から

$$\begin{aligned} \mathbf{S} &= \text{Re}[\mathbf{E}] \times \text{Re}[\mathbf{H}] \\ &= \mathbf{u}_e \times \mathbf{u}_h |E_0| |H_0| \cos(\omega t - k_0 z + \phi_e) \cos(\omega t - k_0 z + \phi_h) \dots\dots\dots (4.11) \end{aligned}$$

ここに、 $\phi_e$ 、 $\phi_h$  は  $E_0$ 、 $H_0$  に含まれる位相項である。(4.11) 式で与えられるエネルギー流は光の振動数で変化するので、光検出器で検出可能な時間平均が意味のある物理量である。このポインティングベクトルの時間平均  $\langle S \rangle$  は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}\langle S \rangle &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \text{Re}(\mathbf{E}) \times \text{Re}(\mathbf{H}) dt \\ &= \frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \dots\dots\dots (4.12)\end{aligned}$$

吸収のない物質の誘電率は実数なので  $H_0$ 、 $E_0$  の位相項は等しく  $E_0 H_0^* = |E_0| |H_0|$  が成立する。したがって (4.12) 式より

$$\langle S \rangle = \frac{1}{2} |E_0| |H_0| \dots\dots\dots (4.13)$$

が得られる。

つぎに吸収のある物質中での光の伝搬を述べる。一般に屈折率と誘電率の関係は次式で表される。

$$\tilde{n} = \sqrt{\epsilon} \dots\dots\dots (4.14)$$

ここで、記号  $\sim$  によって  $n$ 、 $\epsilon$  が複素数であることを明示した。吸収のある物質の誘電率は複素数（虚部  $< 0$ ）で、上式より屈折率の虚部も負となる\*。実部を  $n(> 0)$ 、虚部を  $\kappa(> 0)$  とおいて複素屈折率を

$$\tilde{n} = n - i\kappa \dots\dots\dots (4.15)$$

\* 誘電率、屈折率の虚部は、時間依存性を  $\exp[i\omega t]$  と表した場合は負、 $\exp[-i\omega t]$  で表した場合は正となる。

と表す。上式を (4.9) 式、(4.10) 式に代入すると

$$\mathbf{E} = \mathbf{u}_e E_0 \exp[i(\omega t - k_0 n z)] \exp[-\kappa k_0 z] \dots\dots\dots (4.16)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{u}_h H_0 \exp[i(\omega t - k_0 n z)] \exp[-\kappa k_0 z] \dots\dots\dots (4.17)$$

が得られる。これは  $z$  軸方向に指数関数的に減衰しながら伝搬する波を表す。ポインティングベクトルは

$$\begin{aligned}\mathbf{S} &= \text{Re}[\mathbf{E}] \times \text{Re}[\mathbf{H}] \\ &= \mathbf{u}_e \times \mathbf{u}_h |E_0| |H_0| \\ &\quad \cos(\omega t - k_0 z + \phi_e) \cos(\omega t - k_0 z + \phi_h) \exp[-2\kappa k_0 z] \dots\dots\dots (4.18)\end{aligned}$$

となる。また、時間平均は、(4.14) 式と  $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{H}$  の位相が複素屈折率の位相分だけ相対的にずれることに考慮して

$$\begin{aligned}\langle S \rangle &= \frac{1}{2} E_0 H_0^* \exp[-2\kappa k_0 z] \\ &= \frac{1}{2} |E_0| |H_0| \cos(\Delta\phi) \exp[-2\kappa k_0 z] \dots\dots\dots (4.19)\end{aligned}$$

$$\Delta\phi = \arctan(\kappa/n) \dots\dots\dots (4.20)$$

で与えられる。 $z$  軸正方向に伝搬するに従い指数関数的に減衰することがわかる。

### 4.3 境界における反射、透過とエネルギーの流れ

つぎに、媒質 1 と媒質 2 の境界面に平面波が入射し、反射波と屈折波に分離する状況を考える。ただし、媒質 1 は吸収がないとする<sup>†</sup>。このとき、反射率、透

<sup>†</sup> 媒質 2 は吸収があってもなくてもかまわない。

過率は入射光の偏光状態によって異なる。図4.2(a)に示すように電気ベクトルが入射面（紙面）と平行な状態をP偏光という。また、(b)に示すように電気ベクトルが入射面に対して垂直な状態をS偏光という。P偏光に対する反射率、透過率をそれぞれ  $\tilde{r}_p$ ,  $\tilde{t}_p$ , S偏光に対する反射率、透過率をそれぞれ  $\tilde{r}_s$ ,  $\tilde{t}_s$  と表すと、 $\tilde{r}_p$ ,  $\tilde{t}_p$ ,  $\tilde{r}_s$ ,  $\tilde{t}_s$  は

$$\tilde{r}_p = \frac{\tan(\theta_1 - \tilde{\theta}_2)}{\tan(\theta_1 + \tilde{\theta}_2)} \quad (4.21)$$

$$\tilde{t}_p = \frac{2 \sin \tilde{\theta}_2 \cos \theta_1}{\sin(\theta_1 + \tilde{\theta}_2) \cos(\theta_1 - \tilde{\theta}_2)} \quad (4.22)$$

$$\tilde{r}_s = -\frac{\sin(\theta_1 - \tilde{\theta}_2)}{\sin(\theta_1 + \tilde{\theta}_2)} \quad (4.23)$$

$$\tilde{t}_s = \frac{2 \sin \tilde{\theta}_2 \cos \theta_1}{\sin(\theta_1 + \tilde{\theta}_2)} \quad (4.24)$$

与えられる。ここに、 $\theta_1$ は入射角、 $\tilde{\theta}_2$ は（複素）屈折角で次のスネルの式を満たす。

$$n_1 \sin \theta_1 = \tilde{n}_2 \sin \tilde{\theta}_2 \quad (4.25)$$

次に、反射、屈折時のエネルギーの流れを調べる。媒質1を伝搬する入射波と反射波、および、媒質2を伝搬する透過波をそれぞれ次式で表現する。

$$\mathbf{E}_1^i(t) = \mathbf{E}_1^i \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_1^i \cdot \mathbf{r})] \quad (4.26)$$

$$\mathbf{H}_1^i(t) = \mathbf{H}_1^i \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_1^i \cdot \mathbf{r})] \quad (4.27)$$

$$\mathbf{E}_1^r(t) = \mathbf{E}_1^r \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_1^r \cdot \mathbf{r})] \quad (4.28)$$

$$\mathbf{H}_1^r(t) = \mathbf{H}_1^r \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_1^r \cdot \mathbf{r})] \quad (4.29)$$

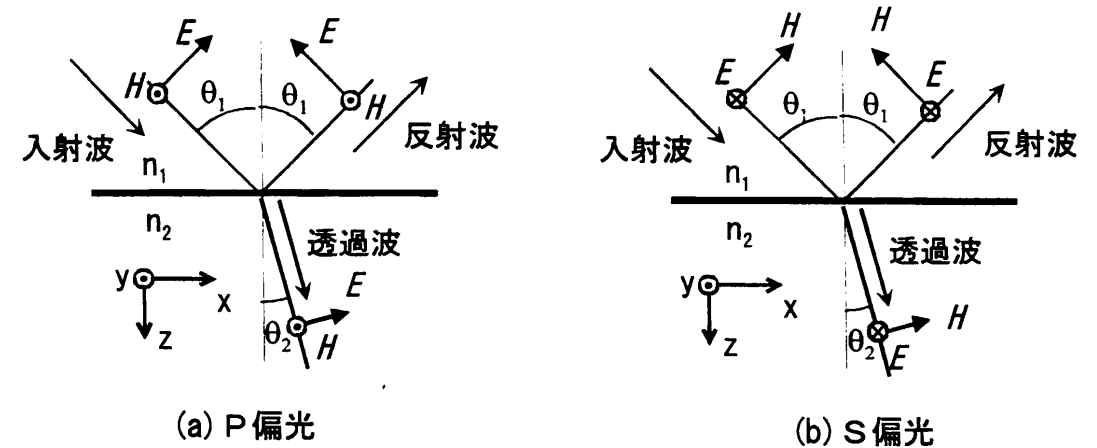


図 4.2 平面波の偏光

$$\mathbf{E}_2^t(t) = \mathbf{E}_2^t \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_2^t \cdot \mathbf{r})] \quad (4.30)$$

$$\mathbf{H}_2^t(t) = \mathbf{H}_2^t \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_2^t \cdot \mathbf{r})] \quad (4.31)$$

反射角は入射角と等しいのでこれを $\theta_1$ と置くと、入射波、反射波、屈折波の波数ベクトルはそれぞれ次式で与えられる。

$$\mathbf{k}_1^i = (k_0 n_1 \sin \theta_1, 0, k_0 n_1 \cos \theta_1) \quad (4.32)$$

$$\mathbf{k}_1^r = (k_0 n_1 \sin \theta_1, 0, -k_0 n_1 \cos \theta_1) \quad (4.33)$$

$$\mathbf{k}_2^t = (k_0 \tilde{n}_2 \sin \tilde{\theta}_2, 0, k_0 \tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2) \quad (4.34)$$

媒質1における電気ベクトル，磁気ベクトルは入射波と反射波の和として

$$\mathbf{E}_1(t) = \mathbf{E}_1^i(t) + \mathbf{E}_1^r(t) \quad (4.35)$$

$$\mathbf{H}_1(t) = \mathbf{H}_1^i(t) + \mathbf{H}_1^r(t) \quad (4.36)$$

となる。最初にP偏光のエネルギーの流れを調べる。P偏光の場合(4.26)~(4.31)式中の時間を含まない複素電気ベクトル  $E_1^i$ ,  $E_1^r$ ,  $E_2^t$ , 複素磁気ベクトル  $H_1^i$ ,  $H_1^r$ ,  $H_2^t$  はそれぞれ次式で与えられる。

$$E_1^i = (E_1^i \cos \theta_1, 0, -E_1^i \sin \theta_1) \quad (4.37)$$

$$E_1^r = (-E_1^r \cos \theta_1, 0, -E_1^r \sin \theta_1) \quad (4.38)$$

$$E_2^t = (E_2^t \cos \tilde{\theta}_2, 0, -E_2^t \sin \tilde{\theta}_2) \quad (4.39)$$

$$H_1^i = (0, H_1^i, 0) \quad (4.40)$$

$$H_1^r = (0, H_1^r, 0) \quad (4.41)$$

$$H_2^t = (0, H_2^t, 0) \quad (4.42)$$

上式と(4.26)式~(4.29)式, (4.32)式, (4.33)式からポインティングベクトルの時間平均を求めると, そのx, y, z各成分は

$$\begin{aligned} \langle S \rangle_x &= \frac{1}{2} \frac{n_1}{\sqrt{\mu_0}} (|E_1^i|^2 + |E_1^r|^2) \sin \theta_1 \\ &\quad + \operatorname{Re} \left( \frac{n_1}{\sqrt{\mu_0}} E_1^i E_1^{r*} \sin \theta_1 \exp[-2ik_0 n_1 \cos \theta_1 z] \right) \quad (4.43) \end{aligned}$$

$$\langle S \rangle_y = 0 \quad (4.44)$$

$$\langle S \rangle_z = \frac{1}{2} \frac{n_1}{\sqrt{\mu_0}} (|E_1^i|^2 - |E_1^r|^2) \cos \theta_1 \quad (4.45)$$

となる。ポインティングベクトルにはx成分, z成分しか存在しない。x成分は入射波と反射波が干渉してエネルギー流の強さがzに対して周期的に変化していることがわかる。一方, z成分は入射光のエネルギー流と反射光のエネルギー流の差となっている。これは, 入射波と透過波がエネルギー流の観点からは独立した

波であることを示している。また, 透過光のエネルギー流は(4.30)式, (4.31)式および(4.34)式から

$$\langle S \rangle_x = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left( \frac{\tilde{n}_2^*}{\sqrt{\mu_0}} (|E_2^t|^2 \sin \tilde{\theta}_2) \right) \exp[-ik_0 \tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2 z] \quad (4.46)$$

$$\langle S \rangle_y = 0 \quad (4.47)$$

$$\langle S \rangle_z = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left( \frac{\tilde{n}_2^*}{\sqrt{\mu_0}} (|E_2^t|^2 \cos \tilde{\theta}_2) \right) \exp[-ik_0 \tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2 z] \quad (4.48)$$

となる。ここで, 上式のx成分, z成分に含まれる  $|\exp[-ik_0 \tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2 z]|^2$  を検討する。[ ]中の  $\tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2$  を

$$\tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2 = A + iB \quad (4.49)$$

とおきこれを(4.48)式に代入すると  $|\exp[-ik_0 \tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2 z]|^2 = \exp[2k_0 B z]$  となる。付録に示したように  $B < 0$  なので, この項は光の伝搬に伴い指数関数的に減衰する現象を示している。なお, 境界(媒質2側)でのz軸方向のエネルギー流は(4.48)式において  $z=0$  と置いて求めることができるが, (4.21), (4.22), (4.25)式を用いると境界(媒質1側)でのz軸方向のエネルギー流を与える(4.45)式と一致することが分かる。

特別の場合として, 第2媒質が空気 ( $\tilde{n}_2 = 1$ ) で, 入射角が臨界角より大きい場合(エバネッセント波が発生する場合), 透過光の屈折角は(4.25)式より

$$\begin{aligned} \tilde{\theta}_2 &= \sin^{-1}(n_1 \sin \theta_1) \\ &= \pi/2 + i \cosh^{-1}(n_1 \sin \theta_1) \quad (4.50) \end{aligned}$$

で与えられる複素数となる。ただし,  $\cosh^{-1}$  は  $\tilde{\theta}_2$  の虚部  $> 0$  となるように選ぶ。また, このとき

$$\tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2 = -i\sqrt{(n_1 \sin \theta_1)^2 - 1} \dots\dots\dots (4.51)$$

であるから

$$\langle S \rangle_x = \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{\mu_0}} |E_2^t|^2 n_1 \sin \theta_1 \exp[-2\sqrt{(n_1 \sin \theta_1)^2 - 1} k_0 z] \dots\dots\dots (4.52)$$

$$\langle S \rangle_y = 0 \dots\dots\dots (4.53)$$

$$\langle S \rangle_z = 0 \dots\dots\dots (4.54)$$

となり  $z$  方向へはエネルギーの流れない。

S 偏光の場合 (4.26) 式～(4.29) 式中の時間を含まない複素電気ベクトル  $E_1^r$ ,  $E_1^t$ ,  $E_2^t$ , 複素磁気ベクトル  $H_1^i$ ,  $H_1^r$ ,  $H_2^t$  はそれぞれ次式で与えられる。

$$E_1^r = (0, E_1^i, 0) \dots\dots\dots (4.55)$$

$$E_1^t = (0, E_1^r, 0) \dots\dots\dots (4.56)$$

$$E_2^t = (0, E_2^t, 0) \dots\dots\dots (4.57)$$

$$H_1^i = (H_1^i \cos \theta_1, 0, -H_1^i \sin \theta_1) \dots\dots\dots (4.58)$$

$$H_1^r = (-H_1^r \cos \theta_1, 0, -H_1^r \sin \theta_1) \dots\dots\dots (4.59)$$

$$H_2^t = (H_2^t \cos \tilde{\theta}_2, 0, -H_2^t \sin \tilde{\theta}_2) \dots\dots\dots (4.60)$$

媒質 1 におけるエネルギー流は P 偏光の場合と同じく (4.43)～(4.45) 式で与えられる。一方、媒質 2 のエネルギー流は次式で与えられる。

$$\langle S \rangle_x = \frac{1}{2} \text{Re} \left( \frac{\tilde{n}_2^*}{\sqrt{\mu_0}} (|E_2^t|^2 \sin^* \tilde{\theta}_2) \right) |\exp[-ik_0 \tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2 z]|^2 \dots\dots\dots (4.61)$$

$$\langle S \rangle_y = 0 \dots\dots\dots (4.62)$$

$$\langle S \rangle_z = \frac{1}{2} \text{Re} \left( \frac{\tilde{n}_2^*}{\sqrt{\mu_0}} (|E_2^t|^2 \cos^* \tilde{\theta}_2) \right) |\exp[-ik_0 \tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2 z]|^2 \dots\dots\dots (4.63)$$

媒質 1 から媒質 2 (空気) へ臨界角以上の入射角で入射した場合のポインティングベクトルも P 偏光と同じく (4.52) 式～(4.54) 式で与えられる。

## 4.4 間隙におけるエネルギーの流れ

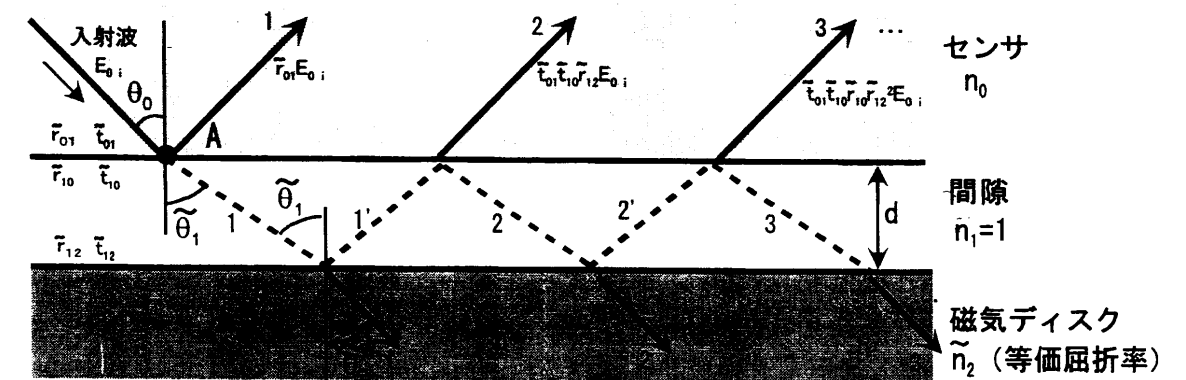


図 4.3 浮上量センサにおける光の伝搬

前節、前々節の検討結果を用いて図 4.3 に示す浮上量センサの構成での光の伝搬を考える。ここで、センサ導波路を媒質 0、間隙 (空気) を媒質 1、ディスクを媒質 2 とし、臨界角より大きな入射角  $\theta_0$  でセンサ端面に光が入射するとする。このとき、 $\tilde{\theta}_1$ ,  $\tilde{\theta}_2$  は、センサの屈折率を  $n_0$  として (4.25) 式より

$$\begin{aligned}\tilde{\theta}_1 &= \sin^{-1}(n_0 \sin \theta_0) \\ &= \pi/2 + i\beta \dots\dots\dots (4.64)\end{aligned}$$

$$\tilde{\theta}_2 = \sin^{-1}(n_0 \sin \theta_0 / \tilde{n}_2) \dots\dots\dots (4.65)$$

で与えられる。ただし、

$$\beta = \cosh^{-1}(n_0 \sin \theta_0) \dots\dots\dots (4.66)$$

である。

ここで、光が媒質0から1へ向かうときの境界面での反射率を $\tilde{r}_{01}$ 、透過率を $\tilde{t}_{01}$ 、媒質1から媒質0へ向かうときの境界面での反射率を $\tilde{r}_{10}$ 、透過率を $\tilde{t}_{10}$ とすると、(4.21)～(4.24)式より偏光に関わらず次式が成立する。

$$\tilde{r}_{01} = -\tilde{r}_{10} \dots\dots\dots (4.67)$$

$$\tilde{t}_{01}\tilde{t}_{10} = 1 - \tilde{r}_{01}^2 \dots\dots\dots (4.68)$$

同様の関係が媒質1と媒質2の境界における $\tilde{r}_{12}$ ,  $\tilde{t}_{12}$ ,  $\tilde{r}_{21}$ ,  $\tilde{t}_{21}$ についても成り立つ。

$$\tilde{r}_{12} = -\tilde{r}_{21} \dots\dots\dots (4.69)$$

$$\tilde{t}_{12}\tilde{t}_{21} = 1 - \tilde{r}_{12}^2 \dots\dots\dots (4.70)$$

まず、媒質0（センサ部）における波の伝搬を考える。A点における入射波の振幅を $E_0^i$ とすると、直接反射、及び、繰り返し反射の結果、媒質0に戻る反射波1,2,3,...の振幅は

$$\tilde{r}_{01}E_0^i, \quad \tilde{t}_{01}\tilde{t}_{10}\tilde{r}_{12}E_0^i \exp[-i\tilde{\delta}], \quad \tilde{t}_{01}\tilde{t}_{10}\tilde{r}_{10}\tilde{r}_{12}^2E_0^i \exp[-2i\tilde{\delta}], \quad \dots \dots\dots (4.71)$$

ここに、

$$\tilde{\delta} = \frac{4\pi}{\lambda} \tilde{n}_2 d \cos \tilde{\theta}_2 \dots\dots\dots (4.72)$$

で与えられる。したがって、媒質0における反射波は、

$$\begin{aligned}E_0^r &= \tilde{r}_{01}E_0^i + \tilde{t}_{01}\tilde{t}_{10}\tilde{r}_{12}E_0^i \exp[-i\tilde{\delta}] + \tilde{t}_{01}\tilde{t}_{10}\tilde{r}_{10}\tilde{r}_{12}^2E_0^i \exp[-2i\tilde{\delta}] + \dots \\ &= \frac{\tilde{r}_{01} + \tilde{r}_{12} \exp[-i\tilde{\delta}]}{1 + \tilde{r}_{12}\tilde{r}_{01} \exp[-i\tilde{\delta}]} E_0^i \dots\dots\dots (4.73)\end{aligned}$$

で表される。ただし、(4.69), (4.70)式の関係を利用した。この入射波と反射波の振幅を(4.43)～(4.45)式に代入することにより媒質0中でのエネルギーの流れが求められる。ここで、繰り返し反射により媒質0側へ戻る波が存在しない場合には、 $|\tilde{r}_{01}| = 1$ であるから(4.73)式から $|E_0^r| = |E_0^i|$ でz方向へのエネルギーの流れは0となる。

次に、媒質1（間隙）における波の伝搬を考える。繰り返し反射の結果A点（媒質1側）における波1,2,3,...と波1',2',3',...の振幅はそれぞれ

$$\tilde{t}_{01}E_0^i, \quad \tilde{t}_{01}\tilde{r}_{12}\tilde{r}_{10}E_0^i \exp[-i\tilde{\delta}], \quad \tilde{t}_{01}\tilde{r}_{12}^2\tilde{r}_{10}^2E_0^i \exp[-2i\tilde{\delta}], \quad \dots \dots\dots (4.74)$$

$$\tilde{t}_{01}\tilde{r}_{12} \exp[-i\tilde{\delta}]E_0^i, \quad \tilde{t}_{01}\tilde{r}_{10}\tilde{r}_{12}^2 \exp[-2i\tilde{\delta}]E_0^i, \quad \dots \dots\dots (4.75)$$

となる。波1,2,3,...の和を $E_1^i$ 、波1',2',3',...の和を $E_1^r$ と表すと、それぞれ

$$\begin{aligned}E_1^i &= \tilde{t}_{01}E_0^i + \tilde{t}_{01}\tilde{r}_{12}\tilde{r}_{10}E_0^i \exp[-i\tilde{\delta}] + \tilde{t}_{01}\tilde{r}_{12}^2\tilde{r}_{10}^2E_0^i \exp[-2i\tilde{\delta}] + \dots \\ &= \frac{\tilde{t}_{01}}{1 + \tilde{r}_{01}\tilde{r}_{12} \exp[-i\tilde{\delta}]} E_0^i \dots\dots\dots (4.76)\end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
E_1^r &= \tilde{t}_{01}\tilde{r}_{12} \exp[-i\tilde{\delta}]E_0^i + \tilde{t}_{01}\tilde{r}_{10}\tilde{r}_{12}^2 \exp[-2i\tilde{\delta}]E_0^i + \dots \\
&= \frac{\tilde{t}_{01}\tilde{r}_{12} \exp[-i\tilde{\delta}]}{1 + \tilde{r}_{01}\tilde{r}_{12} \exp[-i\tilde{\delta}]}E_0^i \\
&= \tilde{r}_{12} \exp[-i\tilde{\delta}]E_1^i \dots\dots\dots (4.77)
\end{aligned}$$

で与えられる。 $E_1^i$ は媒質2への入射波、 $E_1^r$ は反射波と考えられる。(4.64)式の角を(4.32), (4.33)式に代入して入射波と反射波の波数ベクトルを求め、その結果を(4.26), (4.28)式に代入し、間隙中の任意の位置での入射波、反射波を求めるとそれぞれ

$$E_1^i(t) = E_1^i \exp[i(\omega t - k_0 \cosh \beta x)] \exp[-k_0 \sinh \beta z] \dots\dots\dots (4.78)$$

$$E_1^r(t) = E_1^r \exp[i(\omega t - k_0 \cosh \beta x)] \exp[k_0 \sinh \beta z] \dots\dots\dots (4.79)$$

となる。ただし、P偏光に対しては(4.37), (4.38)式より

$$E_1^i = (-iE_1^i \sinh \beta, 0, -E_1^i \cosh \beta) \dots\dots\dots (4.80)$$

$$E_1^r = (iE_1^r \sinh \beta, 0, -E_1^r \cosh \beta) \dots\dots\dots (4.81)$$

S偏光に対しては(4.55), (4.56)式より

$$E_1^i = (0, E_1^i, 0) \dots\dots\dots (4.82)$$

$$E_1^r = (0, E_1^r, 0) \dots\dots\dots (4.83)$$

である。

入射波を表す(4.78)式は振幅が $z$ に関して指数関数的に減少する波を、反射波を表す(4.79)式は指数関数的に増大する波を表す。また、先に求めた波数ベクトルと(4.27), (4.29), (4.40), (4.41), (4.58), (4.59)式から磁気ベクトルを求め、(4.12)式を用いてエネルギー流を求めると偏光に関わらず

$$\begin{aligned}
\langle S \rangle_x &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left( \frac{1}{\sqrt{\mu_0}} |E_1^i|^2 \cosh \beta \exp[-2k_0 \sinh \beta z] \right. \\
&\quad \left. + \frac{1}{\sqrt{\mu_0}} (E_1^i E_1^{r*} + E_1^{i*} E_1^r) \cosh \beta \right. \\
&\quad \left. + \frac{1}{\sqrt{\mu_0}} |E_1^r|^2 \cosh \beta \exp[2k_0 \sinh \beta z] \right) \dots\dots\dots (4.84)
\end{aligned}$$

$$\langle S \rangle_y = 0 \dots\dots\dots (4.85)$$

$$\langle S \rangle_z = \frac{1}{2} \frac{\sinh \beta}{\sqrt{\mu_0}} (-E_1^i E_1^{r*} + E_1^{i*} E_1^r) i \dots\dots\dots (4.86)$$

となる。 $x$ 成分の第1項、第3項はそれぞれ入射光、反射光に起因する項である。第2項は入射光、反射光の干渉項である。また、 $x$ 成分以外に一定の大きさの $z$ 成分が発生する。実数の入射角の場合にはこの $z$ 成分は(4.45)式に示すように入射波のエネルギーと反射波のエネルギーの差として与えられるが、この場合は入射波と反射波の干渉項の形でしか存在しない。すなわち、入射角が(4.50)式で与えられる複素数の場合、入射波と反射波のエネルギー流を別々に考えることはできず、入射波と反射波<sup>†</sup>は一体と考える必要があることがわかる。さらに、当然のであるが、複素入射角に対するディスク中での角度 $\tilde{\theta}_2$ を求めて(4.48)式を用いてディスク表面(ディスク側)でのエネルギー流れを求めた結果と一致する。

第3章では、空気とディスクの境界でのP偏光に対する反射係数の絶対値が1

<sup>†</sup> エネルギー流れを考えると入射波、反射波という呼称は実体を現していないが、形式的にこう呼ぶこととする。

より大きくなるというエネルギーの流れから考えると一見奇妙な現象が発生した。例えば、表 3.4 に示した等価屈折率の実験値  $(3.079 - 2.523i)$  から、センサの構成（入射角  $55^\circ$ ）でのディスク表面の P 偏光の反射係数を求めると  $\tilde{r} = 1.23 - 0.622i$  となり  $|\tilde{r}| > 1$  となる。これは反射光の振幅が入射光より大きくなることを示しており、一見すると反射によりエネルギーが発生し反射するかの印象を受ける。しかし、

$$\tilde{r}_{12} E_1^i = E_1^r \dots\dots\dots (4.87)$$

なる関係を (4.86) 式に代入してエネルギーの  $z$  方向の流れを求めると

$$\langle S \rangle_z = -\frac{\sinh \beta}{\sqrt{\mu_0}} |E_1^i|^2 \text{Im}(\tilde{r}) \dots\dots\dots (4.88)$$

となる。 $\text{Im}(\tilde{r}) < 0$  であるから (4.88) 式より  $\langle S \rangle_z > 0$  となり  $z$  軸正方向へエネルギーが流れている。したがって、P 偏光の反射率の絶対値が 1 以上になることはエネルギーの流れから考えると全く問題ないことが分かる。

## 4.5 まとめ

全反射型浮上量センサの構成でのセンサ部、及び、ディスクとスライダの間隙でのエネルギーの流れをポインティングベクトルにより解析し、つぎの結論を得た。

- (1) 全反射が成立している場合、センサ部では境界面に対して垂直方向へ（ $z$  軸方向）のエネルギー流れは無い。また、センサ面から間隙に漏れた光のエネルギーはセンサ部表面に沿って流れている。
- (2) 全反射が不完全になるとセンサ部から一部漏れた光のディスクへの入射角、反射角は複素数で表される。

- (3) このとき、センサ部の反射波は、端面での直接反射波とセンサ・ディスク間の繰り返し反射による間接反射波の 2 種類からなる。入射波と直接反射波だけでは  $z$  軸方向へのエネルギー流は発生しない。間接反射波が加わって初めてエネルギーが流れる。

- (4) 間隙部においては、入射波、あるいは反射波は単独ではエネルギーを運ばない。双方が干渉してエネルギーの大きさと流れる方向が決まる。

第 3 章では、ディスクへが P 偏光が入射した場合、反射係数の絶対値が 1 より大きくなることが判明した。これは、単純に考えると、反射によりエネルギーが湧き出しエネルギー保存則に反するかの印象を受ける。しかし、上記 (4) 項によって入射波と反射波を一組で考えるとこの場合もエネルギー流れはディスク方向へ向かっていることが判る。

## 第5章 全反射型浮上量センサの 測定精度の検討

### 5.1 緒言

一般に、物理量の計測においては測定誤差の要因となるものが複数個存在する。スライダの浮上量測定のような精密測定を行う際には、個々の誤差要因の積み重ねで発生する総合誤差だけではなく、誤差の要因別に大きさと性質を把握しておく必要がある。その理由の一つは測定精度の確保・向上のためである。必要な測定精度を達成するためには、まず要因別の誤差の大きさを見積もり、総合誤差を算出する。結果が必要な測定精度を満たしていればよいが、そうでない場合、要因別に誤差を検討し、各誤差の低減を図ることとなる。もう一つは測定データの活用のためである。一見、総合測定誤差が大きく必要精度に達しない場合でも、誤差が再現性のあるものであれば取得したデータの相対比較は可能である。そこで、本章では浮上量センサの測定精度について誤差要因別に検討する。

最初に、実際のディスクを用いての浮上量測定における測定条件（入射角、偏光）と測定精度との関係を検討する。測定条件のひとつである入射角のとり得る範囲はスライダとスライダ支持機構により機械的に制限される。従って許容範囲内で最も適した入射角と偏光の組み合わせを選定する。

つぎに、反射光量測定誤差、及び、測定条件のずれの浮上量測定精度への影響を検討する。精度に影響を及ぼす要因は、反射率測定誤差、センサ部の屈折率誤差、ディスクの屈折率誤差、入射光の偏光面のずれ、入射角のずれが考えられる。これらによって発生する誤差の大きさと性質を検討する。

## 5.2 測定条件と測定精度

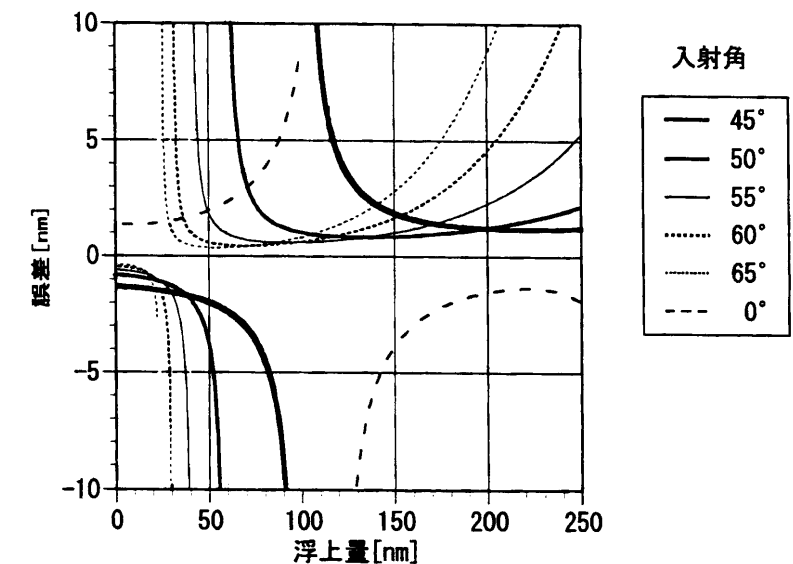
本浮上量センサは、反射光量（反射率）から浮上量を計算で求めており、迷光、電気系の雑音等により反射光量の測定、すなわち反射率測定に誤差が含まれると浮上量測定精度が悪くなる。そこで、まず第3章のディスクモデルを仮定して、測定誤差を小さくするための条件を検討する。

反射率  $R$  が浮上量  $d$  の関数として  $R(d)$  と表されたとする。このとき、測定誤差は

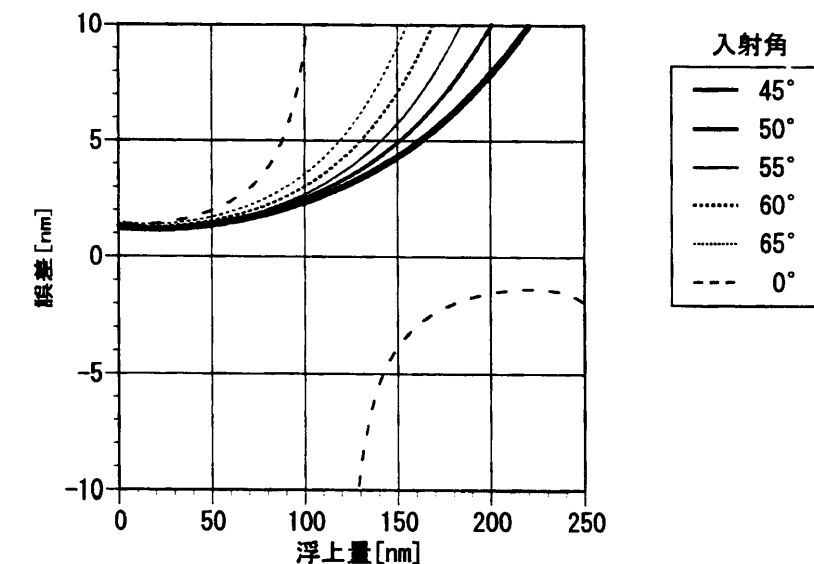
$$\Delta d = \Delta R / \frac{\partial R(d)}{\partial d} \dots\dots\dots (5.1)$$

で与えられる。そこで、仮に測定誤差を  $\Delta R = 0.5\%$  として、磁気ディスクモデルにおいて入射角を  $45^\circ \sim 65^\circ$  まで  $5^\circ$  ピッチで変化させたとき発生する測定誤差の大きさを求めた。入射光として P 偏光を用いた場合の結果を、図 5.1 (a) に、S 偏光を用いた場合の結果を (b) に示す。いずれの場合も測定誤差は浮上量に依存する。P 偏光では、入射角度が大きくなるにつれて誤差の小さい範囲が低浮上量側にシフトすると共に、誤差そのものが小さくなる。S 偏光では、入射角度が大きくなると誤差の小さい範囲は P 偏光と同じく低浮上量側にシフトするが、浮上量 50nm 以下の領域では誤差の大きさはあまり変化しない。また、浮上量範囲を限定した場合は P 偏光が S 偏光より誤差が小さい。スライダの浮上量はおおよそ 30nm～100nm の範囲内に限定されるので P 偏光を利用して入射角を測定対象の浮上量の大きさに応じて選ぶこととする。

次に実際の実験条件での測定精度を検討する。入射角はできるだけ大きい方が精度がよいのでスライダ形状及び保持機構の機械的許容範囲で最大の  $56.1^\circ$  に設定した。図 5.2 に、実験で用いたセンサと磁気ディスク（等価屈折率  $3.077-2.522i$ ）の組み合わせで（入射角  $56.1^\circ$ ），反射率測定誤差を 0.1～1% の間で変化させたとき発生する浮上量誤差の大きさを求めて示す。



(a) P 偏光



(b) S 偏光

図 5.1 測定誤差

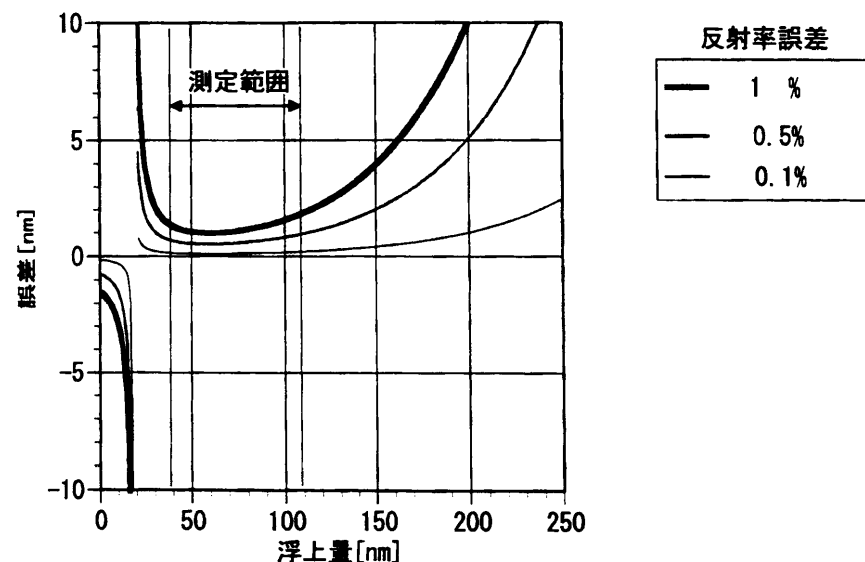


図 5.2 反射率測定誤差に起因する測定誤差

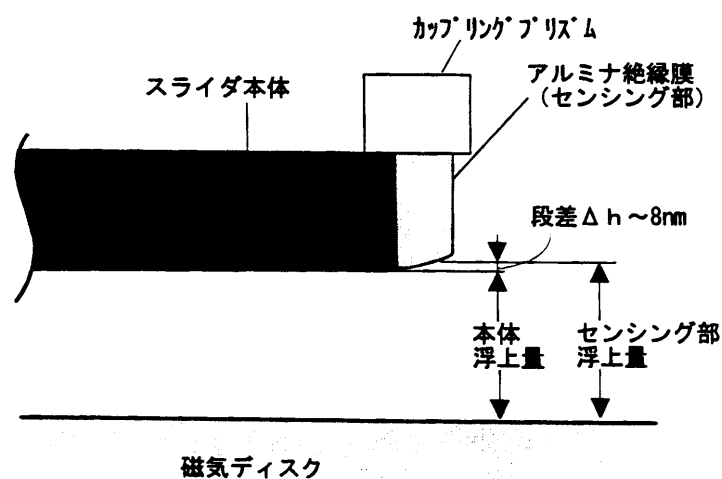


図 5.3 スライドとセンサの位置関係

2.4で述べたようにセンサ部導波路としてアルミナ膜を用いた場合のスライド本体とセンサ部の位置関係を考えると、セラミックと絶縁膜の硬さの違いから図5.3に示すようにセンサ部がスライド本体より $\Delta h$ 凹んでいる。実際に製作したスライドでは、この凹み量は約8nmであった(図2.18参照)。従って、スライド本体の浮上量はセンサ部の浮上量より8nm小さくなる。これを考慮すると、最大100nmのスライド浮上量を測定するためには、センサ部では $100 + 8\text{nm}$ の浮上量を測定できる必要がある。比較的容易に達成できる値として反射率測定誤差を0.5%とすると、浮上量測定誤差は測定範囲30~100nm(センサ部の浮上量で38~108nm)において、1nm以下であり十分な測定精度を有することが判る。

### 5.3 測定条件のずれと測定精度

つぎに、浮上量センサの測定条件である光の入射角、センサ及びディスクの屈折率等にずれがあった場合に発生する測定誤差を検討する。

反射率が浮上量とパラメータ $x$ の関数であるとする。このとき、 $x$ がある値 $x_0$ (一定値)をとるとき浮上量と反射率の関係は

$$R = R(d, x_0) \dots\dots\dots (5.2)$$

で与えられる(反射率を与える関数は第2章参照)。浮上量は反射率から上式を利用して求めるのでパラメータの値にずれがあると測定誤差が発生する。パラメータのずれを $\Delta x$ 、浮上量の測定誤差を $\Delta d$ とすると、 $\Delta d$ は $\Delta x$ を与えられた量として、次式を解いて求めることができる。

$$R(d + \Delta d, x_0) = R(d, x_0 + \Delta x) \dots\dots\dots (5.3)$$

上式を $(d, x_0)$ の周りで展開して、2次以上の項を無視すると測定誤差は、

$$\Delta d = \frac{\partial R(d, x_0)}{\partial x} / \frac{\partial R(d, x_0)}{\partial d} \times \Delta x \dots\dots\dots (5.4)$$

で与えられる。本式はセンサ導波路，ディスクの屈折率誤差や入射角誤差に起因する測定誤差を求める際に使用する。また， $x$ に関する1次偏微分係数が0の場合， $d$ に関しては1次， $x$ に関しては2次まで考慮して測定誤差は

$$\Delta d = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 R(d, x_0)}{\partial x^2} \Delta x^2 / \frac{\partial R(d, x_0)}{\partial d} \dots\dots\dots (5.5)$$

で与えられる。本式は入射光の偏光方向のずれに起因する測定誤差を求めるのに利用する。

## 5.4 屈折率測定誤差の影響

### 5.4.1 センサ部の屈折率誤差の影響

センサ部導波層の屈折率値に誤差があった場合発生する測定誤差は(5.4)式におけるパラメータ $x$ がセンサ部の屈折率であるとして求めることができる。センサ部導波層の屈折率は液浸法で測定したところ  $1.597 \pm 0.001$  ( $\lambda = 632.8\text{nm}$ ) であった。このとき，入射角  $56.1^\circ$  (実験条件) で入射させた場合について，屈折率の測定誤差に起因する浮上量測定誤差を求め図5.4に示す。センサ部の屈折率に測定誤差があるとき発生する測定誤差は，浮上量が  $20\text{nm}$  以上の領域では浮上量に反比例して大きくなる。屈折率誤差を前述の液浸法の測定精度の  $0.001$  とすると，浮上量の測定誤差は  $18.7\text{nm}$  前後を除く  $0 \sim 108\text{nm}$  (センサ部での浮上量，スライド浮上量としては  $0 \sim 100\text{nm}$ ) の範囲において  $0.2\text{nm}$  以下である。この誤差は同一スライドに対しては常に一定で再現性がある。

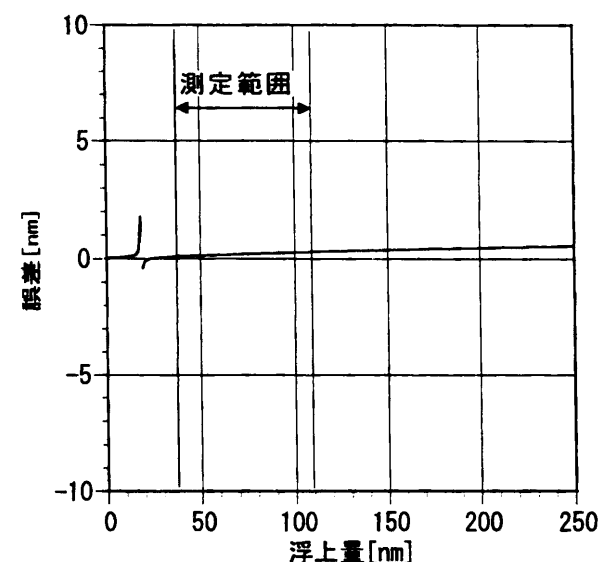


図 5.4 センサ部屈折率誤差に起因する測定誤差

### 5.4.2 ディスクの屈折率誤差の影響

ディスクの屈折率の値に誤差があった場合に発生する測定誤差も同様にして求めることができる。筆者らが実験で使用した磁気ディスクの等価屈折率は3.5.2で述べたように凸面をディスクと接するように置いた平凸レンズとディスクで構成される隙間を利用して全反射条件が満足されない条件を作り出し，反射率極小値  $R_{\min}$  とそのときの隙間量  $d$  から計算で求めた。したがって， $R_{\min}$  と  $d$  の誤差が等価屈折率の測定誤差原因となる。P 偏光を入射角  $56.1^\circ$  で入射させた場合について， $R_{\min}$ ， $d$  の測定誤差をパラメータとして測定誤差を求め図5.5に示す。実験における反射率極小値  $R_{\min}$  の誤差を  $0.8\%$  (カメラの分解能に起因する分  $0.5\%$ ，雑音に起因する分  $0.3\%$ )， $d$  の誤差を  $0.9\text{nm}$  (レンズの半径誤差に起因する分  $0.46\text{nm}$ ，極小発生位置分解能に起因する分  $0.44\text{nm}$ ) と見積もると半径誤差および隙間誤差に起因する浮上量測定誤差 (図中に破線で示した) は  $18.7\text{nm}$  前後を除く  $0 \sim 108\text{nm}$  (センサ部での浮上量，スライド浮上量としては  $0 \sim 100\text{nm}$ ) の範囲においてそれ

ぞれ2nm, 0.9nmである。この誤差は同一ディスクを用いる限り一定で再現性がある。

### 5.4.3 入射光の偏光方向のずれの影響

先に述べたようにP偏光とS偏光では反射率の浮上量依存性が異なるので浮上量測定には測定感度の高いP偏光を偏光子で選択し利用した。P偏光, S偏光の電気ベクトルの振動方向（以後これを偏光方向と呼ぶ）は入射角と入射面から理論的に定まるが, 偏光子の設定角度 $\beta$ がこの方向からずれると偏光方向もずれる。図5.6は光の進行方向と垂直な面での入射光の偏光方向と実際の光の偏光方向を示す図（後ろから見た図）である。図に示すように, 本来のP偏光の方向に対して方向がずれた光Aを入射させたとき発生する誤差を検討する。

入射光Aの電気ベクトルの振幅を $E_A$ とするP偏光成分を $E_{AP}$ , S偏光成分を $E_{AS}$ と置くと,  $E_{AP}$ ,  $E_{AS}$ は(5.6), (5.7)式で与えられる。

$$E_{AP} = E_A \cos \beta \dots\dots\dots (5.6)$$

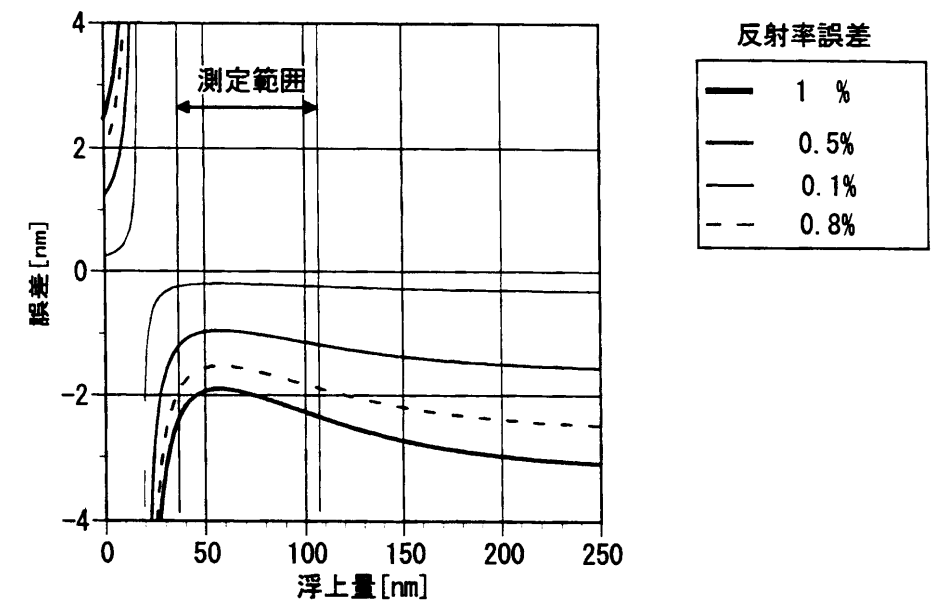
$$E_{AS} = E_A \sin \beta \dots\dots\dots (5.7)$$

ここで, 各偏光成分のパワー $P_{AP}, P_{AS}$ は電気ベクトルの振幅の2乗に比例する。従って比例定数をconstと置くと $P_{AP}, P_{AS}$ は次式で与えられる。

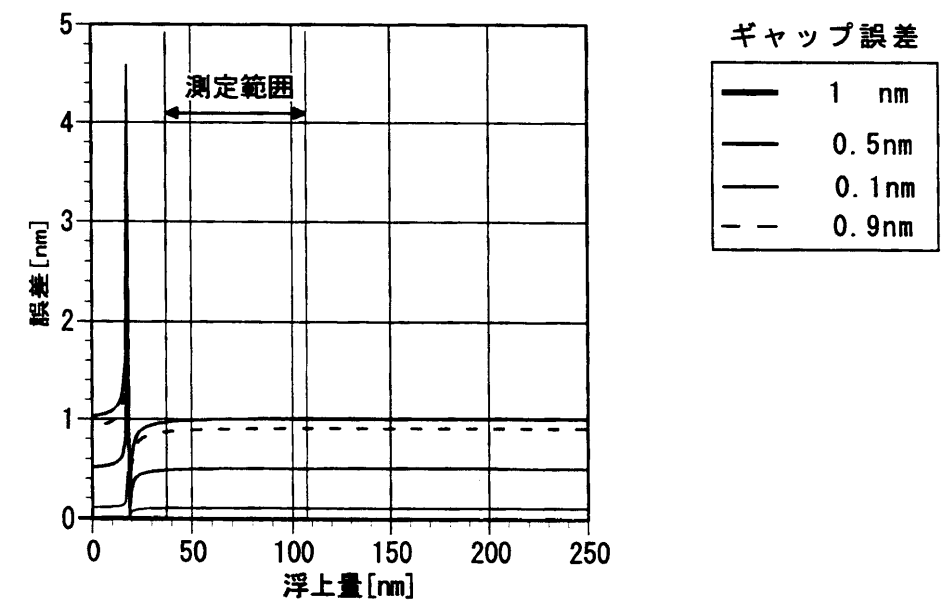
$$P_{AP} = const \times E_A^2 \cos^2 \beta \dots\dots\dots (5.8)$$

$$P_{AS} = const \times E_A^2 \sin^2 \beta \dots\dots\dots (5.9)$$

となる。入射光の反射率は入射光のパワーを $P_A = const \times E_A^2$ として



(a) 反射率誤差の影響



(b) ギャップ誤差の影響

図 5.5 ディスク等価屈折率誤差に起因する測定誤差

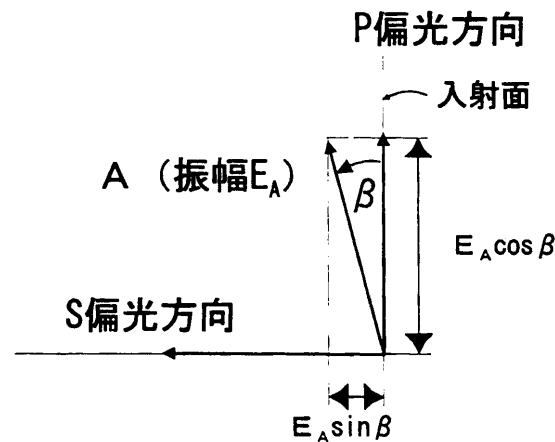


図 5.6 入射光の偏光方向

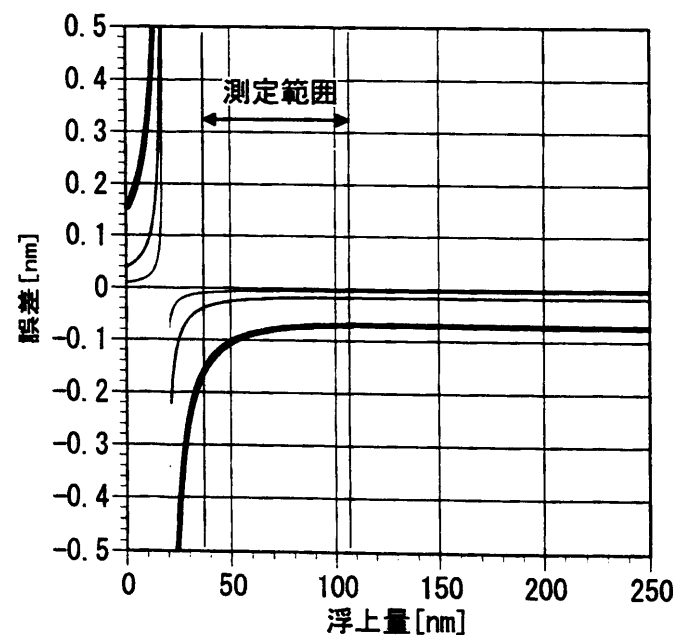


図 5.7 偏光方向のずれに起因する測定誤差

$$R_A = (P_{AP}R_P + P_{AS}R_S)/P_A$$

$$= \cos^2 \beta R_P + \sin^2 \beta R_S \dots\dots\dots (5.10)$$

で与えられる。 $R_P$  ,  $R_S$  は浮上量の関数として(2.10), (2.11)式で与えられている。したがって、入射光偏光方向 $\beta$ のずれによって発生する測定誤差は、方向角 $\beta$ をパラメータとして(5.5)式を用いて求めることができる。図5.7に入射光としてP偏光を用いたときの、偏光方向の設定角のずれによって発生する測定誤差を示した。ここで、誤差を求めるためS偏光成分の反射率が必要となるが、S偏光反射は浮上量にP偏光ほどは依存しないので、これを定数=1と仮定した。この仮定ではP偏光反射率が小さい領域で誤差が大きめに見積もられる。偏光方向の設定精度は光学素子の製作、設定精度で決まるが容易に $0.5^\circ$ 以下にすることが可能である。このとき、偏光方向がずれたことによる測定誤差は測定範囲：18.7nm前後を除く0～108nm（センサ部での浮上量，スライダ浮上量としては0～100nm）で0.1nm以下であり実用上無視できる。

#### 5.4.4 入射角度設定誤差の影響

入射角度の設定誤差に起因する測定誤差を検討する。まず、入射角のずれと偏光の関係を述べる。入射光に対してx y z直交座標系，球座標系を図5.8に示すようにとる。

図においてセンサ部は $z > 0$ の領域，浮上量部（隙間領域）は $z < 0$ の領域に対応している。入射光は，単位ベクトル

$$r_n = i \sin \theta \cos \phi + j \sin \theta \sin \phi + k \cos \theta \dots\dots\dots (5.11)$$

と逆方向に進行するものとし，これを方向ベクトル $d_o$ で表す。入射光のP偏光，S偏光成分の偏光方向をそれぞれ単位ベクトル $p_o$  ,  $s_o$ で表すと $p_o$ は入射面内で



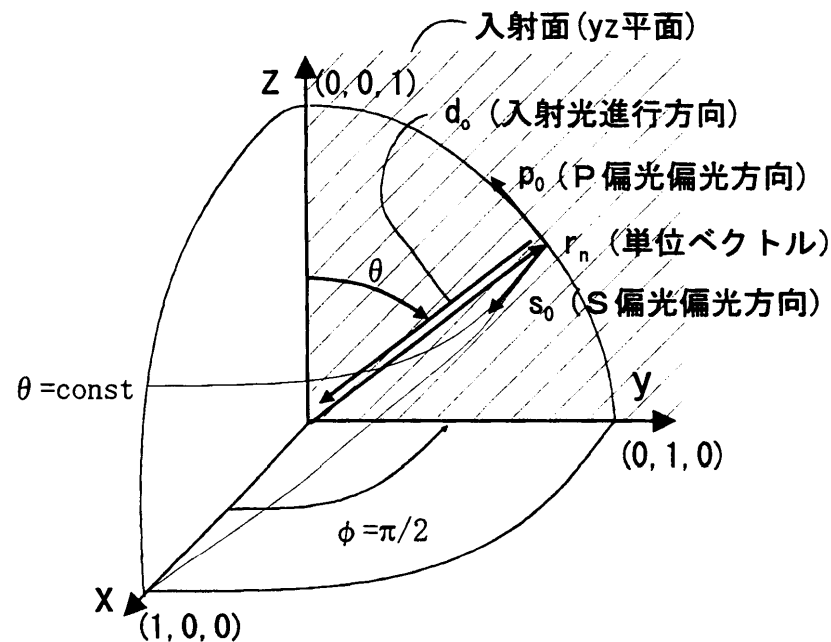


図 5.8 座標系と入射光偏光

ベクトル $d_o$ と直交することから、また $s_o$ は $d_o$ と $p_o$ に直交することから求めることができ、その $x, y, z$ 成分は次式で与えられる。

$$d_o = -r_n$$

$$= -i \sin \theta \cos \phi - j \sin \theta \sin \phi - k \cos \theta \quad (5.12)$$

$$p_o = -i \cos \theta \cos \phi - j \cos \theta \sin \phi + k \sin \theta \quad (5.13)$$

$$s_o = i \sin \phi - j \cos \phi \quad (5.14)$$

簡単のため $\phi = \pi/2$ となるように座標系をとるものとする、入射角は $\theta$ 、入射

面はその定義から $y, z$ 平面となる。また $d_o, p_o, s_o$ は

$$d_o = -j \sin \theta - k \cos \theta \quad (5.15)$$

$$p_o = -j \cos \theta + k \sin \theta \quad (5.16)$$

$$s_o = i \quad (5.17)$$

で与えられる。

ここで、入射角ずれには、(1)入射平面内にずれる場合、(2)入射平面と直交する方向にずれる場合、の2通りがある。(1)の場合は単に入射角 $\theta$ が変わるだけである。ずれを $\Delta\theta$ 、角度変化後のP偏光、S偏光の振動方向を与えるベクトルを $p_a, s_a$ とすると(5.16)、(5.17)式を用いて

$$p_a = -j \cos(\theta + \Delta\theta) + k \sin(\theta + \Delta\theta) \quad (5.18)$$

$$s_a = i = s_o \quad (5.19)$$

を得る。

入射光の入射角が入射面内でずれることの影響はセンサ部やディスクの屈折率に測定誤差があった場合と同様、入射角をパラメータとして求めることができる。入射角が入射面内でずれた場合発生する測定誤差を図5.9に示した\*。入射角は光学系の調整により、 $0.1^\circ$ 程度の誤差で設定できる。このときの誤差は、測定範囲18.7nmを除く0~108nm（センサ部での浮上量、スライダ浮上量としては0~100nm）において0.5nm以下である。

\* ディスクの等価屈折率は厳密には入射角によって変化する。ただし、3.5.1で述べたように入射角がずれることによるディスクの等価屈折率の変化は小さいので、ここでは等価屈折率は一定とした。

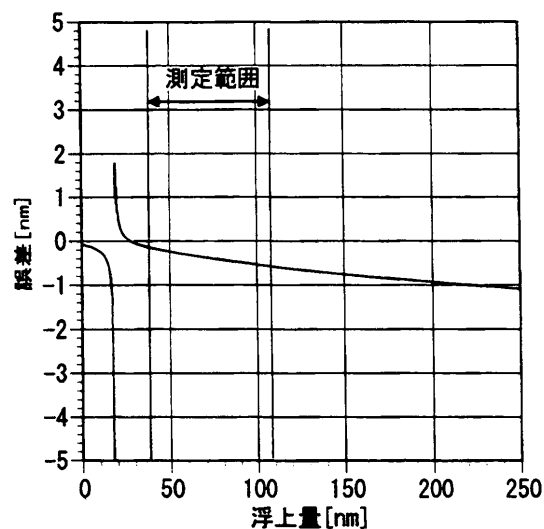


図 5.9 入射角ずれ（入射面内）に起因する測定誤差

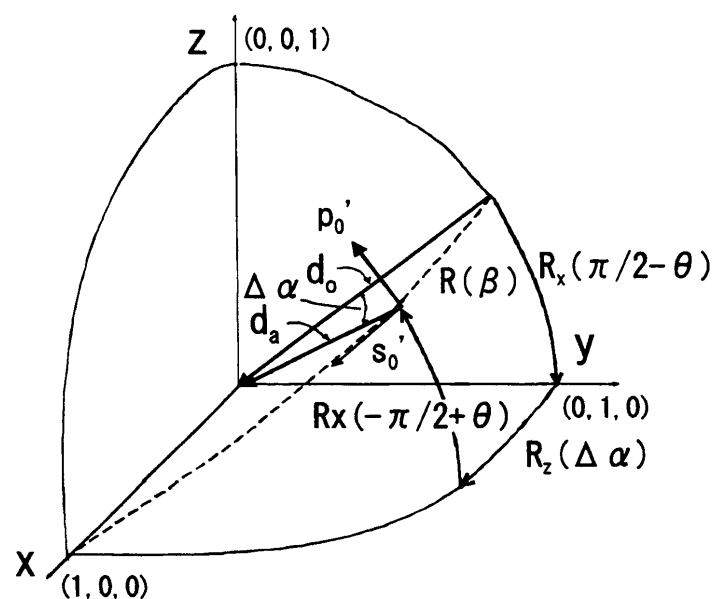


図 5.10 入射面と直交する方向の入射角ずれ

(2) の場合は，図5.10の破線で示した方向にそって入射方向がずれる。この場合，新たに入射面が定義され，これに対して入射光の P 偏光成分，S 偏光成分が定義される。入射方向が破線方向に  $\Delta\alpha$  ずれたとき，新しい入射方向ベクトルは，元のベクトルを x 軸まわり時計方向に  $(\pi/2 - \theta)$ ，z 軸まわり時計方向に  $\Delta\alpha$ ，x 軸まわり反時計方向に  $(\pi/2 - \theta)$  回転させることにより求めることができる。x 軸まわりの時計方向への回転および z 軸まわりの時計方向への回転によるベクトル成分の変換を与える変換行列を  $R_x(\gamma)$ ， $R_z(\delta)$ ，入射角がずれた後のベクトルを  $d_a$  で表すと，

$$d_a = R_x(\theta - \pi/2) R_z(\Delta\alpha) R_x(-\theta + \pi/2) d_o \dots\dots\dots (5.20)$$

で与えられる。ここに，

$$R_x(\pi/2 - \theta) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \sin \theta & -\cos \theta \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta \end{bmatrix} \dots\dots\dots (5.21)$$

$$R_z(\Delta\alpha) = \begin{bmatrix} \cos \Delta\alpha & \sin \Delta\alpha & 0 \\ -\sin \Delta\alpha & \cos \Delta\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (5.22)$$

$$R_x(-\pi/2 + \theta) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -\sin \theta & -\cos \theta \\ 0 & \cos \theta & -\sin \theta \end{bmatrix} \dots\dots\dots (5.23)$$

である。上式で与えられる変換行列の積を求めると

$$\begin{aligned}
\mathbf{R} &= \mathbf{R}_x(\theta - \pi/2) \mathbf{R}_z(\Delta\alpha) \mathbf{R}_x(-\theta + \pi/2) \\
&= \begin{bmatrix} \cos \Delta\alpha & \sin \Delta\alpha \sin \theta & \sin \Delta\alpha \cos \theta \\ -\sin \Delta\alpha \sin \theta & \cos^2 \theta + \cos \Delta\alpha \sin^2 \theta & -\cos \theta \sin \theta + \cos \Delta\alpha \cos \theta \sin \theta \\ -\sin \Delta\alpha \cos \theta & -\cos \theta \sin \theta + \cos \Delta\alpha \cos \theta \sin \theta & \cos \Delta\alpha \cos^2 \theta + \sin^2 \theta \end{bmatrix} \\
&\dots\dots\dots (5.24)
\end{aligned}$$

上式と (5.15) 式で与えられる  $\mathbf{d}_o$  を (5.20) 式に代入して  $\mathbf{d}_a$  を求めると

$$\mathbf{d}_a = \mathbf{i} \sin \Delta\alpha - \mathbf{j} \cos \Delta\alpha \sin \theta - \mathbf{k} \cos \Delta\alpha \cos \theta \dots\dots\dots (5.25)$$

$\mathbf{p}_o, \mathbf{s}_o$  も同様に変換される。変換後のベクトルをダッシュ' を付けて表すと、

$$\mathbf{p}_o' = \mathbf{j} \cos \theta + \mathbf{k} \sin \theta \dots\dots\dots (5.26)$$

$$\mathbf{s}_o' = \mathbf{i} \cos \Delta\alpha - \mathbf{j} \sin \Delta\alpha - \mathbf{k} \cos \theta \sin \Delta\alpha \dots\dots\dots (5.27)$$

となる。新しい入射角  $\theta_a$  は  $z$  軸と  $\mathbf{d}_a$  のなす角として

$$\theta_a = \cos^{-1}(\cos \Delta\alpha \cos \theta) \dots\dots\dots (5.28)$$

で与えられる。したがって、入射角の大きさのずれ  $\Delta\theta$  は

$$\Delta\theta = \cos^{-1}(\cos \Delta\alpha \cos \theta) - \theta \dots\dots\dots (5.29)$$

となる。また、(5.25) 式で表された  $\mathbf{d}_a$  と  $\mathbf{k}$  ( $z$  軸方向単位ベクトル) によって新たな入射面が定まり、これに対して入射角がずれた後の、P 偏光の偏光方向を与える  $\mathbf{p}_a$  ベクトル、S 偏光の偏光方向を与える  $\mathbf{s}_a$  ベクトルが定まる。 $\mathbf{p}_a, \mathbf{s}_a$  は  $\mathbf{d}_a$  の極座標成分  $(\theta, \phi)$  を求め (5.13), (5.14) 式に代入することにより求まり

$$\begin{aligned}
\mathbf{p}_a &= \frac{-\sin \Delta\alpha \cos \Delta\alpha \cos \theta}{\sqrt{1 - \cos^2 \Delta\alpha \cos^2 \theta}} \mathbf{i} - \frac{\cos^2 \Delta\alpha \sin \theta \cos \theta}{\sqrt{1 - \cos^2 \Delta\alpha \cos^2 \theta}} \mathbf{j} \\
&\quad + \sqrt{1 - \cos^2 \Delta\alpha \cos^2 \theta} \mathbf{k} \dots\dots\dots (5.30)
\end{aligned}$$

$$\mathbf{s}_a = \frac{\sin \theta \cos \Delta\alpha}{\sqrt{1 - \cos^2 \Delta\alpha \cos^2 \theta}} \mathbf{i} - \frac{\sin \Delta\alpha}{\sqrt{1 - \cos^2 \Delta\alpha \cos^2 \theta}} \mathbf{j} \dots\dots\dots (5.31)$$

となる。ベクトル  $\mathbf{p}_o'$  には、入射角がずれた後の P 成分と S 成分の両方が含まれており、その割合は

$$\mathbf{p}_o' \cdot \mathbf{p}_a = \frac{\sin \theta}{\sqrt{1 - \cos^2 \Delta\alpha \cos^2 \theta}} \dots\dots\dots (5.32)$$

$$\mathbf{p}_o' \cdot \mathbf{s}_a = \frac{\cos \theta \sin \Delta\alpha}{\sqrt{1 - \cos^2 \Delta\alpha \cos^2 \theta}} \dots\dots\dots (5.33)$$

で与えられる。同様に  $\mathbf{s}_o'$  にも、入射角がずれた後の P 成分と S 成分の両方が含まれており、その割合は

$$\mathbf{s}_o' \cdot \mathbf{p}_a = -\frac{\cos \theta \sin \Delta\alpha}{\sqrt{1 - \cos^2 \Delta\alpha \cos^2 \theta}} \dots\dots\dots (5.34)$$

$$\mathbf{s}_o' \cdot \mathbf{s}_a = \frac{\sin \theta}{\sqrt{1 - \cos^2 \Delta\alpha \cos^2 \theta}} \dots\dots\dots (5.35)$$

で与えられる。 $\mathbf{p}_o', \mathbf{s}_o', \mathbf{p}_a, \mathbf{s}_a$  は全て  $\mathbf{d}_a$  と直交しており、さらに  $\mathbf{p}_o' \perp \mathbf{s}_o', \mathbf{p}_a \perp \mathbf{s}_a$  の関係がある。これと上式の間関係を考慮すると、4つのベクトルは  $\mathbf{d}_a$  と直交する同一平面内にあって図 5.11 に示す位置関係をもつことが分かる。

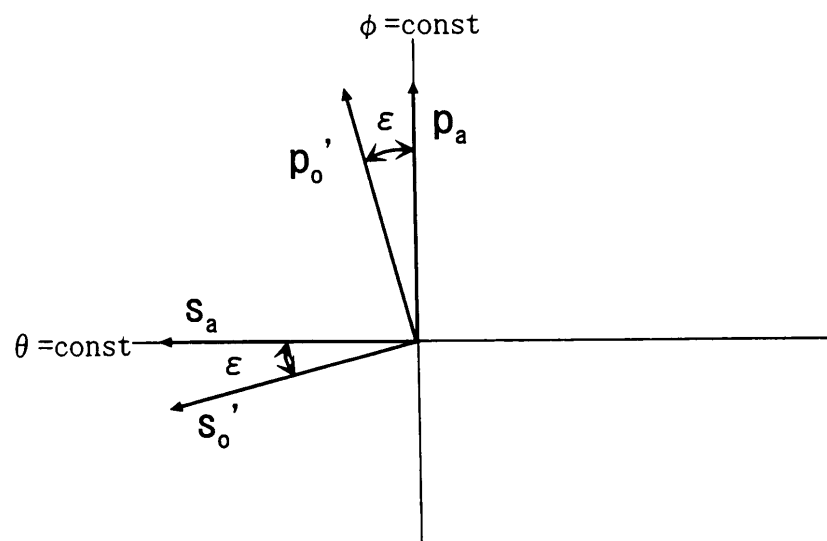


図 5.11 入射角ずれに伴う偏光方向の回転

偏光方向のずれ量を $\epsilon$ とすると、 $\epsilon$ は(5.32)式から

$$\epsilon = \cos^{-1} \left( \frac{\sin \theta}{\sqrt{1 - \cos^2 \Delta \alpha \cos^2 \theta}} \right) \dots \dots \dots (5.36)$$

で与えられる。このように入射光の方向が入射面と垂直な方向にずれると、入射角の大きさがずれると共に偏光方向もずれる。入射角 $\theta = 56.1^\circ$ に対して、入射面外入射角ずれ $\Delta \alpha$ と入射面内入射角（入射角の大きさ）のずれ $\Delta \theta$ の関係を(5.29)式を用いて計算し、図5.12に示す。また、入射角ずれ $\Delta \alpha$ と偏光のずれ $\epsilon$ の関係を(5.36)式を用いて求め、図5.13に示す。入射角の設定誤差が $0.1^\circ$ のとき、入射角の大きさのずれ $\Delta \theta$ は $1 \times 10^{-5}^\circ$ 、偏光方向のずれ $\epsilon$ は $0.07^\circ$ となる。入射光の入射角の大きさのずれに起因する誤差は(1)で、また、偏光方向のずれに起因する測定誤差は前節で検討済みであり、その結果から $\theta$ 、 $\epsilon$ がこの程度であれば無視できることが分かる。これらの検討結果を総合すると入射光の方向が入射面と垂直な方向にずれることの影響は無視できる。

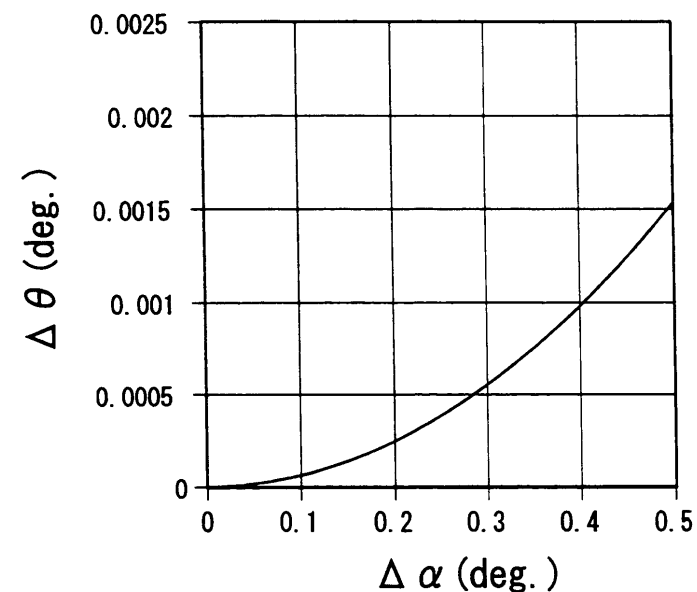


図 5.12 入射面外入射角ずれと入射面内入射角ずれの関係

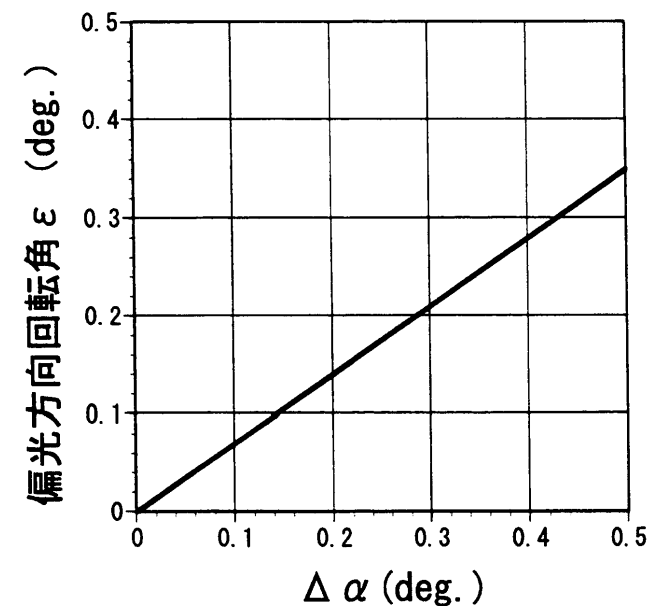


図 5.13 入射面外入射角ずれに伴う偏光方向の回転

## 5.5 まとめ

本章では最初に、実際のディスクを用いての浮上量測定における測定条件（入射角、偏光）と測定精度との関係を検討し次の結論を得た。

- (1) P 偏光では、入射角度が大きくなるにつれて誤差の小さい範囲が低浮上量側にシフトすると共に、誤差そのものが小さくなる。
- (2) S 偏光では、入射角度が大きくなると誤差の小さい範囲はP 偏光と同じく低浮上量側にシフトするが、浮上量 50nm 以下の領域では誤差の大きさはあまり変化しない。
- (3) また、誤差の大きさは測定浮上量範囲を限定した場合は、測定範囲に応じて入射角を選定すると P 偏光の方が S 偏光より小さい。
- (4) 目標とする測定浮上量範囲（30nm～100nm）では P 偏光を利用して入射角を測定対象の浮上量の大きさに応じて選ぶのがよい。

つぎに、第3章の実験条件での浮上量測定精度を検討した。精度に影響を及ぼす要因は、反射率測定誤差、センサ部の屈折率誤差、ディスク屈折率誤差、入射光の偏光面のずれ、入射角のずれである。結果を誤差要因別にまとめて表5.1に示す。要因別の誤差を求めるにあたり、個々の誤差要因の大きさは通常手段で達成可能な値を仮定し条件欄に記した。これから次のこと明らかになった。

- (5) 要因別の誤差の合計は4.4nm 以下となる。これは極低浮上量（測定浮上量が 50nm 以下）の測定では約 1 割で測定対象に比べて必ずしも無視できるほど小さな値ではないので、このことを意識して測定結果を利用する必要がある。
- (6) ただし、上記誤差のうち再現性の無い誤差は反射率誤差に起因する分 0.8nm のみで、他は同一ディスクを使った一回の測定では一定である。

- (7) 従って、例えば、気圧変化やディスク上の突起、ゴミ付着の影響を調べる、浮上開始時や着地時のスライダ挙動の測定等の用途には十分な精度と考える。

要因		誤差	条件
反射率誤差		0.8nm	0.5%
センサ部屈折率誤差		0.2nm	$\Delta n=0.001$
ディスク 等価屈折率誤差		2.9nm	反射率誤差0.8% ギャップ誤差0.9nm
偏光面ずれ		negligible	0.5°
入射角ずれ	経線方向	0.5nm	0.1°
	大円方向	negligible	0.1°
合計		<4.4nm	

## 第6章 結論

### 6.1 研究の目的

磁気ディスク装置の信頼性を確保しつつ高密度化を図るには浮上量の安定保持が必要である。浮上量が不安定になる要因としては

- (1) スライダへのゴミ付着。
- (2) スライダとディスク面の（突起との）衝突。
- (3) 周囲環境（温度，気圧，振動）の影響。

が考えられ，これらの問題を解析する必要がある。そのための道具として，設計・製作したスライダの浮上量を実測するための浮上量計測技術が必要である。

そのための浮上量計測技術としては光干渉を利用した方式が従来より利用されてきた。ところが，この方法は50nm以下の極低浮上領域では測定感度が低下する。更に，光をディスク，スライダに対して垂直方向から照射するため，ディスクかスライダの一方を透明物質で置き換える必要がある（通常，製作が容易であることからディスクをガラスディスクで置き換える）。このため，この方法では，実働状態でのディスク面の突起との衝突・ゴミの影響，周囲環境（振動，気圧変化，温度変化等）の影響等を知ることができない。

本研究の第1の目的は，100～50nm以下の極低浮上領域でも感度良好な浮上量測定技術を開発することである。第2の目的は，実際のディスク上でのスライダ浮上量を測定するための測定技術を開発することである。

上記目的を達成するには以下の課題を解決することが必要となる。

- (1) 原理的に50nm以下の極低浮上領域における感度低下が少ない浮上量計測法を考案する。

- (2) ディスク表面で反射するときの光の位相ずれの影響を補正する技術確立する。
- (3) 実際のディスク、スライダ（不透明）を利用するために光の通路を確保すると共にセンサ実装技術確立する。

## 6.2 研究の成果

本研究の成果を以下に具体的にまとめる。

第1章では、まず、近年のコンピュータの発展に伴う記憶装置の高密度化の歴史的経緯を、磁気ディスク装置に焦点を当てて述べた。磁気ディスク装置の高密度化を支える技術の一つとしてスライダ浮上量の低下があることを述べ、低浮上量での動作の安定化を図り、信頼性を確保するためにスライダ浮上量の測定が不可欠であることを示し本研究の目的と意義を明確にした。

第2章では、磁気ディスクをガラスディスクと置き換えてることなく極低浮上量の測定を可能とするため、全反射型の浮上量センサを提案し、その動作確認を行った。その結果、全反射型センサの基本動作が確認された。

本センサは光が全反射しているとき、その反射面に光学的に密な他の物質が波長程度以下の距離まで近づくと全反射状態が不完全となり反射率が低下することを利用し、反射率から逆に浮上量を求めるものである。この方法は、従来の垂直入射光を利用した干渉型浮上量センサに比べて、100nm以下の低浮上量測定における感度が数倍高く、入射角により感度が調節可能という特徴を有する。また、光を磁気ディスク面（スライダ滑走面）に対して斜めから入射させるため実際のディスクとスライダの組み合わせでの浮上量測定が可能となる。

さらに、スライダのヘッド部分の絶縁・保護のために付けられているアルミナ膜を導波路として利用することでセンサ付きスライダを製作し、これを用いてガ

ラスディスク上の浮上量測定を行い、従来法での測定結果と比較することでセンサの動作確認を実験的に行った。

第3章では、光学的浮上量測定では必ず発生する反射時の位相ずれの問題を検討した。この位相ずれはそのまま測定誤差になる。

まず、この問題を簡易に取り扱うため、等価屈折率法を導入した。等価屈折率法は元来ガラスディスクとスライダの組み合わせで浮上量測定する際に、スライダ表面での反射での位相ずれを考慮するため用いられた方法で、スライダの屈折率を表面構造を無視してエリプソメータにより測定し、得られた値を用いて位相のずれ量を推定するものである。これをそのまま磁気ディスクへ適用すると20nm程度の測定誤差が発生すること、その対策としては入射光の入射角・偏光別に等価屈折率を求めばよいことを理論的に明らかにした。

次に、磁気ディスクの等価屈折率を測定するための実験手法を新たに提案した。本センサの構成はディスクと対向するセンサ面で全反射が発生する条件を満たしている。従ってディスクへの入射角は複素数となる。そこで、平凸レンズの球面側をディスクと接触させた状態で反対側からプリズムを介して光を入射させることによりディスクへの入射角を複素数として屈折率を測定した。

測定値を用いて磁気ディスク上でのスライダ浮上量を測定し、150nm以下の浮上量測定で従来の光干渉法との測定値の一致（測定値の差2.5nm）を確認すると共に、さらに低浮上領域（20～70nm）でも感度を有することを確認した。

第4章では、エネルギーの流れの観点から本センサの動作を検討した。

まず、ポインティングベクトルを用いて媒質中を伝搬する光のエネルギー流れ、透過、反射時のエネルギーの流れを調べ、次に、センサ動作時（全反射が不完全な状態）のセンサとディスクの間隙でのエネルギー流れを検討した。その結果、全反射が不完全なとき、間隙においては2つの表面波が発生していることが判明した。

一つはセンサ側からディスクに近づくにつれ振幅が減少するもの、他の一つは振幅が増大するものである。そして、この2つの表面波は、個々ではエネルギー流れを担わなわず、1組として考えたとき初めてエネルギーの流れを担うことを明らかにした。

第5章では、浮上量センサにおいて反射光量の測定誤差、構成条件の誤差—入射角・偏光の設定誤差、センサ部・ディスク部の屈折率測定誤差—などの影響で発生する測定誤差を検討し、センサの総合測定精度を明らかにした。

誤差要因としては、反射率の測定誤差、センサ部屈折率測定誤差、ディスク屈折率測定誤差、偏光面ずれ、入射角ずれが考えられる。これらの誤差を総合すると、総合測定精度は誤差4.4nm以下となることが判明した。このうち、反射率の測定誤差以外は連続する一回の測定で条件が同じであれば一定な再現性のある誤差なので、スライダとディスク面の（突起との）衝突の影響、周囲環境（気圧、振動等）の影響を調べる際にはあまり問題にならない。再現性の全くない誤差は反射率の測定誤差の影響で発生する0.8nmで、本センサでの浮上量測定の実用性が明らかになった。

### 6.3 今後の課題

つぎに、開発した浮上量センサを用いてのスライダ浮上量を行う際の課題を示す。

- (1) 今後、更に低浮上化すると、P偏光を用いた全反射型浮上量センサでは反射率に対して浮上量が一意的に求められない（候補が2つ存在する）可能性がある。（図2.4参照）この場合はP偏光と共にS偏光も利用することにより浮上量を一意的に求めることが可能である。S偏光の反射率は浮上量に対して単調に変化するからである。この測定はP偏光、S偏光を用いて

同時に行う必要がある。これは、図6.1に示すように、波長の異なるP偏光とS偏光の光を重畳させてセンサに導入し、受光側で（フィルタを用いて）分離することで実現可能である。

- (2) 低浮上量化に伴いスライダがさらに小型化し、スライダに取り付けたカップリング用プリズムの質量がスライダの質量に対して無視できなくなる可能性がある。これに対しては光のカップリングをグレーティング（回折光学素子）を用いて行うなどの検討が必要である。
- (3) 浮上量の温度依存性を測定する際、ディスク自体、及びセンサの光路部であるアルミナ保護膜の屈折率が変化する。この温度変化の影響を考慮する必要がある。

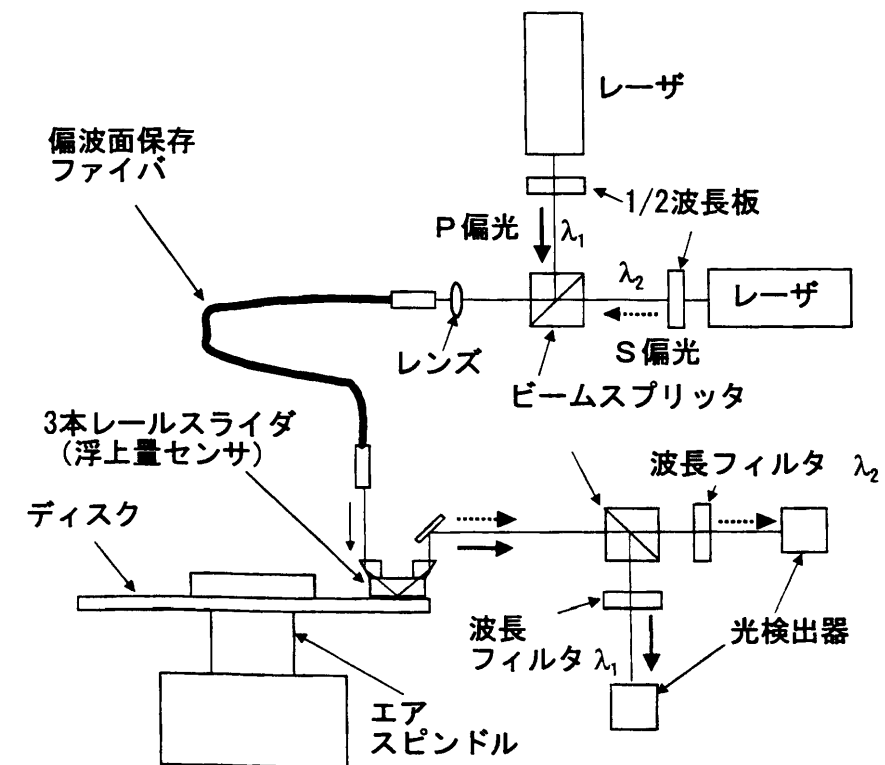


図 6.1 2 偏光による浮上量測定の設定



## 付録 $\tilde{n} \cos \tilde{\theta}$ の虚部 $< 0$ の証明

スネルの公式より

$$\tilde{n} \sin \tilde{\theta} = \text{const}(\text{実数}) \dots\dots\dots (\text{A.1})$$

が成立する。 $n, \kappa$  を正の実数として

$$\tilde{n} = n - i\kappa \dots\dots\dots (\text{A.2})$$

とおく。また、 $\alpha, \beta$  を実数として

$$\tilde{\theta} = \alpha + i\beta \dots\dots\dots (\text{A.3})$$

と置いて (A.1) 式に代入すると

$$\begin{aligned} & (n - i\kappa) \sin(\alpha + i\beta) \\ &= (n - i\kappa)(\sin \alpha \cosh \beta + i \cos \alpha \sinh \beta) \\ &= (n \sin \alpha \cosh \beta + \kappa \cos \alpha \sinh \beta) + i(-\kappa \sin \alpha \cosh \beta + n \cos \alpha \sinh \beta) \\ &= \text{const}(\text{実数}) \dots\dots\dots (\text{A.4}) \end{aligned}$$

が成立する。上式の虚部 = 0 から

$$\cos \alpha \sinh \beta = (\kappa/n) \sin \alpha \cosh \beta \dots\dots\dots (\text{A.5})$$

が成立する。(A.4) 式の実部に代入すると

$$\text{実部} = \sin \alpha \cosh \beta (n + \kappa^2/n) \dots\dots\dots (\text{A.6})$$

となる。 $n, \kappa$ は正の実数で,  $\cosh \beta$ は実数 $\beta$ に対して常に正であるから  $\sin \alpha \geq 0$  である。したがって $\alpha$ のとり得る範囲は

$$0 \leq \alpha \leq \pi/2 \dots\dots\dots (A.7)$$

となる。また, (A.5)式より

$$\sinh \beta = (\kappa/n) \tan \alpha \cosh \beta \dots\dots\dots (A.8)$$

となるが (A.7) 式の範囲の $\alpha$ に対して  $\tan \alpha \geq 0$  なので  $\sinh \beta \geq 0$ , すなわち

$$\beta \geq 0 \dots\dots\dots (A.9)$$

が成立する。さらに

$$\begin{aligned} & (n - i\kappa) \cos(\alpha + i\beta) \\ &= (n \cos \alpha \cosh \beta - \kappa \sin \alpha \sinh \beta) - i(\kappa \cos \alpha \cosh \beta + n \sin \alpha \sinh \beta) \end{aligned} \quad (A.10)$$

で,  $\beta \geq 0, 0 \leq \alpha \leq \pi/2$  のとき虚部は負となる。

## 謝辞

本論文をまとめるにあたり, 京都大学大学院工学研究科電子物性工学専攻 藤田茂夫教授に懇切丁寧なご指導をいただきました。ここに深く感謝の意を表します。

また, 本論文の内容について丁寧にご審査・ご指導いただきました京都大学大学院工学研究科電子物性工学専攻 北野正雄教授, 同機械物理工学専攻 藤本孝教授には厚く御礼申し上げます。

本研究は(株)日立製作所機械研究所において業務の一環として行った研究をまとめたものであります。このような研究に従事する機会を与えていただいた産業機械システム事業部 菊池勝昭副技師長(元機械研究所第4部長), ハイメックサービス(株) 中島功主管技師長(同), 産業機械システム事業部 坂田信二主管技師長(同), 機械研究所 三宅徳久第4部長には深く感謝いたします。

研究の初期の段階においてに, さまざまなご協力とご討論をいただきました赤津利雄博士に心から感謝申し上げます。

研究の遂行にあたりユーザの立場から有益な示唆をいただいたストレージシステム事業部 三宅芳彦副技師長, 機械研究所 時末祐充主任研究員, 実験にご協力いただいたストレージシステム事業部 田中秀明主任技師, 小平英一技師に感謝の意を表します。

研究の各段階において有益な御示唆・討論をいただいた滋賀県立大学 田中勝之教授, 機械研究所 村主文隆主任研究員に謝意を表します。

本研究は日立電子エンジニアリング(株) 木下和人主任技師, 機械研究所 菅原弘之研究員に共同研究者として協力いただき初めて完成したもので, 深く感謝いたします。

## 本研究に関する発表論文

木下和人, 森貞雄, 菅原弘之: 光集積化浮上量センサとその特性, 日本機械学会論文集 (C), 60巻576号, pp.2554-2559 (1994).

S. Mori, H. Sugawara, K. Kinoshita: A Spacing Sensor for Magnetic Disk Systems, IEEE Trans. Magn., Vol.31, No.6, pp.4287-4292(1995).

菅原弘之, 森貞雄, 木下和人, 時末裕充: 磁気ヘッド絶縁膜を光導波路として用いた全反射型スライダ浮上量センサ, 日本機械学会論文集 (C), 63巻609号, pp.1568-1573 (1997).

森貞雄, 菅原弘之, 時末裕充: 全反射型浮上量センサにおける等価屈折率法の開発とそのスライダ浮上量測定への適用, 日本機械学会論文集 (C), 64巻617号, pp.232-238 (1998).

S. Mori, H. Sugawara, H. Tokisue, and H. Kohira: Effective Refractive Index Method for Frustrated Total Reflection: Application to Measurement of Flying Height, IEEE Trans. Magn., Vol.34, No.2, pp.568-574, March (1998).

S. Mori, H. Sugawara, H. Kohira, H. Tokisue : Flying Height Measurement Using Frustrated Total Reflection: Determination of the Reflectivities by the Least-Squares Method, IEEE Trans. Magn., Vol.34, No.5, pp.3783-3785 (1998).

S. Mori, H. Sugawara, H. Kohira, H. Tokisue : Effective-Refractive-Index Method for a Flying-Height Sensor Using Frustrated Total Reflection and Its Application to Flying-Height Measurement on an Actual Magnetic Disk, JASME International Journal., Vol.42, No.2, pp.316-322, June (1999).

## 本研究に関する発表

S. Mori, K. Kinoshita, H. Sugawara: Optically Integrated Spacing Sensor for Magnetic Disk System, CLEO '94, Anaheim, Technical Digest, pp.8-9, May (1994).

菅原弘之, 森貞雄, 木下和人: エバネッセント波を用いた磁気ディスク用浮上量センサ, IIP'96, 東京, 講演論文集, pp.1-2, 8月 (1996).

S. Mori, H. Sugawara, K. Kinoshita: A Flying Height Sensor for Magnetic Disk Drives that Uses an  $\text{Al}_2\text{O}_3$  Insulation Layer as a Waveguide, ATEM '97, Wakayama, Proceedings, pp.337-341, July (1997).